

# FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

## AUS DEM INHALT

**Dr. W. LIPPERT:** Stereophonische Zweikanalübertragung  
mit dem Magnetophon

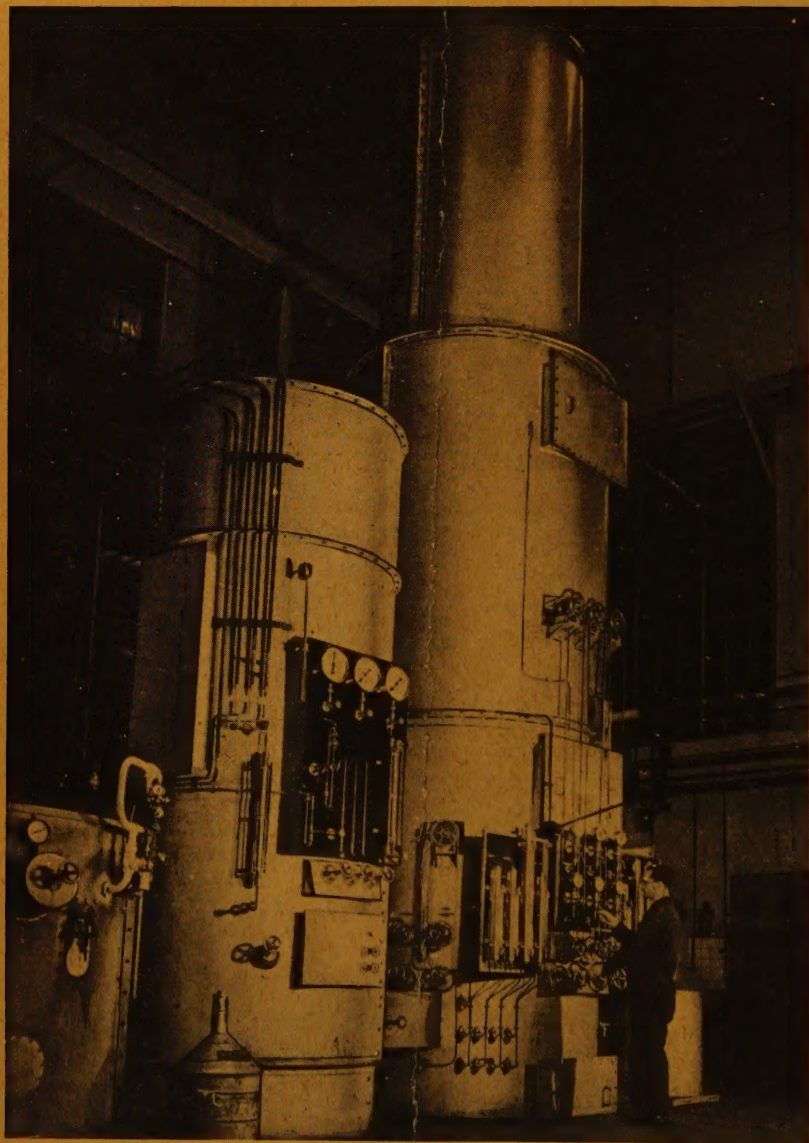
**Dr. W. DAUDT:** Der Klirrgrad, seine praktische Berechnung  
und Messung

**Dr. H. ETZOLD:** Gleichstromverstärker  
mit Netzanschlußbetrieb

**Dr.-Ing. PAUL G. VIOLET:** Ultrakurzwellen-Ausbreitung

OKTOBER 1947 • HEFT 4 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



(Werkaufnahme)

Zwei Fraktioniertürme aus der Luftverflüssigungs- und Edelgasgewinnungsanlage der N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, in denen unter Ausnutzung der verschiedenen Siedepunkte der Gase eine Trennung des verflüssigten Luftgemisches in seine Gasbestandteile wie Helium, Krypton, Argon, Stickstoff usw. durchgeführt wird



**Dr. W. LIPPERT**

## **Stereophonische Zweikanalübertragung mit dem Magnetophon**

*(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung,  
Berlin-Charlottenburg)*

### **A. Einleitung**

Das Problem der stereophonischen Übertragung ist ein wichtiges elektroakustisches Problem. Die Anfänge der Entwicklung liegen etwa 10 Jahre zurück [1], [2], [3]<sup>1)</sup>. Kurz vor dem Kriege und zu Anfang des Krieges ist eine Reihe von theoretischen Untersuchungen und praktischen Versuchen [4], [5] . . . . [10] ausgeführt worden, die gezeigt haben, daß es möglich ist, mit Hilfe der Stereophonie eine ausreichende Lokalisierungsmöglichkeit und eine bedeutende Erhöhung des natürlichen Eindrucks für den Zuhörer zu erreichen. Diese Erfolge haben dazu geführt, daß man sich mit den technischen Bedingungen der Stereophonie immer eingehender befaßt hat. Die Anwendungsmöglichkeiten des plastischen Hörens auf den verschiedensten Gebieten der Elektroakustik sind untersucht worden [11], [12]. Vor allen Dingen war man bemüht, eine Anwendung für den Tonfilm zu schaffen. Von den vorliegenden Arbeiten über Stereophonie seien besonders die zusammenfassenden Darstellungen von H. Warncke [13] und K. de Boer [14] erwähnt.

Be dem augenblicklichen Stand der Entwicklung ist zu übersehen, daß man in Zukunft bei hochwertigen Übertragungsanlagen ohne Stereophonie nicht auskommen wird. Ihre Einführung in größerem Umfange wird vielleicht noch einige Zeit erfordern wegen der zu überwindenden Schwierigkeiten bei der Umstellung auf eine neue Technik. Es erscheint jedoch ratsam, auch jetzt schon an weitere wichtige Anwendungsmöglichkeiten, z. B. in der Übertragungstechnik des Rundfunks, zu denken.

Bei der modernen Übertragungstechnik des Rundfunks spielt das Magnetophon eine wichtige Rolle. Für eine Einführung der Stereophonie ist deshalb auf der Sendeseite des Rundfunks die Eignung des Magnetophons für stereophonische Übertragung sehr wichtig.

1) Die Zahlen in den eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluß des Berichtes.

Bereits von seiten der früheren Reichs-Rundfunk-Gesellschaft wurden Versuche für den Bau einer stereophonen Magnetophonanlage durchgeführt, die aber nicht abgeschlossen wurden. Es ist auch nicht zu ermitteln, welche Teilergebnisse erzielt wurden. Deshalb wurde die Aufgabe gestellt, eine stereophone Magnetophonübertragungsanlage, zunächst in labormäßiger Ausführung, aufzubauen und mit ihr zu experimentieren, um Unterlagen für eine Beurteilung der Eignung des Magnetophons für Stereophonie zu gewinnen. Über die Ergebnisse soll im Verlauf dieser zusammenfassenden Darstellung berichtet werden.

Die Übertragungstechnik des plastischen Hörens enthält eine ganze Reihe besonderer technischer Bedingungen, deren Erfüllung für seine erfolgreiche Anwendung wesentlich ist. Eine Begründung entsprechender technischer Maßnahmen läßt sich nur herleiten aus den dafür gültigen physikalischen Grundlagen, die im folgenden zusammengestellt werden.

## B. Die physikalischen Grundlagen der Stereophonie

### 1. Erläuterung des Begriffs und des Wesens der Stereophonie

Wir sind gewöhnt, Schallempfindungen mit einem räumlichen Eindruck über die Herkunft des Schalles zu verbinden. Dieser räumliche Eindruck ist sogar ein wesentlicher Bestandteil einer Schallwahrnehmung. Ist eine räumliche Vorstellung über den Ort einer Schallquelle nicht möglich oder ist sie gegenüber unseren normalen Erfahrungen gefälscht, so wird das von uns als unangenehm oder zumindest unnatürlich empfunden.

Die Fähigkeit, unsere Aufmerksamkeit bei Schallwahrnehmungen auf eine bestimmte Richtung zu konzentrieren, ist sehr groß und bildet auch bei dem normalen Gebrauch des Gehörs ein gutes Mittel, um beispielsweise störende oder unerwünschte Geräusche nicht wirksam werden zu lassen. Es ist nicht überraschend, daß ein Schalldruck, bei dem die Möglichkeit fehlt, diese wichtige Fähigkeit unseres Gehörs zur Lokalisierung zu benutzen, fremd und unnatürlich erscheint.

Bei einer elektroakustischen Übertragung besteht die Aufgabe, Schallvorgänge, die sich an einem Ort abspielen, an einem anderen Ort möglichst originalgetreu hörbar zu machen. Nachdem man gelernt hatte, zwei wesentliche Faktoren, nämlich die Tonhöhe und die Tonstärke eines Schallvorganges richtig zu übertragen, blieb immer noch ein wesentlicher Unterschied übrig zwischen einer Originaldarbietung und einer Übertragung. Man sprach von einem sogenannten „Lautsprecherklang“ einer Übertragung und drückte damit aus, daß noch ein oder mehrere Faktoren bei der Übertragung eines Schallvorganges für die Natürlichkeit des Eindrucks fehlen müssen. Es dauerte einige Zeit, bis man erkannte, daß die noch fehlende wesentliche Komponente für die Natürlichkeit sich bei der Schallübertragung ergibt durch den Verlust der Empfindung für die Schallrichtung und die Verteilung der Klangvorgänge im Raum.

Man erkannte, daß eine Analogie besteht zwischen unseren optischen und akustischen Wahrnehmungen in bezug auf den räumlichen Eindruck und nannte eine akustische Übertragung, bei der man dem Ohr die Herkunftsrichtung des Schalles bei der Wiedergabe erkennbar macht, eine „stereophonische“ Übertragung.



Abb. 1. Der Einfallswinkel einer ebenen Schallwelle beim Auftreffen auf den Kopf



## 2. Die Koordinaten für die Lokalisierung einer Schallquelle

Der Ort einer Schallquelle läßt sich für einen Hörer durch drei Koordinaten festlegen: den Abstand, die Richtung in der waagerechten Ebene (Azimut) und den Winkel mit dieser Ebene (Höhe).

Für die Abschätzung der Höhe hat man fast kein Gefühl. Man führt durch Schräghalten des Kopfes die Festlegung der Höhe auf eine Richtungsbestimmung in der „waagerechten“ Ebene zurück.

Über das Zustandekommen der Abstandsempfindung sind experimentelle und theoretische Untersuchungen von Bekesy [15] durchgeführt worden. Es zeigt sich, daß eine Reihe von Bedingungen erfüllt sein muß, damit eine richtige Abstandsempfindung zustandekommt. Bei einer Beurteilung im Freien scheint man aus der Klangfarbenänderung auf den Abstand zu schließen. Damit eine richtige Beurteilung möglich ist, muß eine Erfahrung über das Klangbild der zu beurteilenden Schallquelle vorliegen, sonst kann unter Umständen eine anscheinend sichere, mit der Wirklichkeit aber nicht übereinstimmende Entfernung geschätzt werden. Außerdem ist die Eignung eines Schallvorganges für eine Abstandsfeststellung abhängig von dem Vorhandensein von stoßartigen Unregelmäßigkeiten. Ein sinusförmiger Dauerton ergibt z. B., wie Messungen gezeigt haben, überhaupt keinen genauen Abstandseindruck.

In geschlossenen Räumen wird die Abstandsempfindung auch beeinflusst durch das Verhältnis von direktem Schall zum Nachhall. Mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle wird dieses Verhältnis nämlich kleiner, da der Nachhall annähernd konstant bleibt. Der Einfluß des Nachhalls auf den stereophonischen Effekt ist sehr wichtig und soll später noch erörtert werden.

Die wichtigste Koordinate für die Lokalisierung einer Schallquelle ist die Richtung in der waagerechten Ebene. Die Richtungsempfindung entsteht durch das Zusammenwirken der beiden Ohren. Ein Schall, dessen Herkunftsrichtung einen Winkel gegen die Symmetrieebene des Kopfes bildet, erreicht die beiden Ohren mit einem Zeitunterschied. Die um den Kopf gebeugte Welle ist außerdem geschwächt. Für diese Zeit- und Intensitätsunterschiede der beiden Ohreindrücke ist unser Gehör sehr empfindlich und deutet sie auf Grund der Erfahrung als Richtungsabweichung von der Symmetrieebene.

## 3. Richtungslokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden

In Abb. 1 ist der Kopf durch eine Kugel mit dem Radius  $a$  ersetzt. Der Einfallswinkel des Schalles gegen die Symmetrieebene des Kopfes sei  $\alpha$ . Der Wegunterschied für die beiden Ohren ist gegeben durch:

$$(1) \quad \Delta l = a (\alpha + \sin \alpha)$$

und der zugehörige Zeitunterschied  $\Delta t$  durch:

$$(2) \quad \Delta t = \frac{\Delta l}{c} = \frac{a}{c} (\alpha + \sin \alpha)$$

$c$  = Schallgeschwindigkeit.

Für einen Ohrabstand von 20 cm, also  $a = 10$  cm ist in Abb. 2 der Zeitunterschied  $\Delta t$  als Funktion des Winkels aufgetragen. Erfahrungsgemäß kann etwa eine Winkelabweichung von  $3^\circ$  noch wahrgenommen werden, das entspricht also einem Zeitunterschied von  $\Delta t = 3 \cdot 10^{-5}$  sec.

#### 4. Richtungslokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden

Von größerer Bedeutung als die Zeitunterschiede an den beiden Ohren sind für das Richtungshören die Intensitätsunterschiede, die durch Beugung des Schalles am Kopf entstehen. In erster Näherung kann der Kopf durch eine Kugel ersetzt werden und die durch Beugung an einer Kugel entstehende Schalldruckverteilung kann berechnet werden. Die Theorie der Beugung einer ebenen Schallwelle an der Kugel ist von mehreren Autoren, z. B. in einer zusammenfassenden Darstellung von L. Schwarz [16], behandelt worden. Es sei hier das Ergebnis kurz mitgeteilt.

Eine ebene Welle mit der Wellenzahl  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  falle auf eine schallharte Kugel mit dem Radius  $r_0$ . Aus dem Geschwindigkeitspotential  $\Phi$  läßt sich der Schalldruck  $p$  herleiten. Es ist:

$$(3) \quad p = \rho \frac{\delta \Phi}{\delta t}$$

$\rho$  = Dichte der Luft. Spaltet man von dem Geschwindigkeitspotential  $\Phi$  den zeitlosen Faktor  $\psi$  ab:

$$(4) \quad \Phi = e^{ikt} \cdot \psi$$

und führt folgende Koordinaten zur Beschreibung des rotationssymmetrischen Beugungsfeldes auf der Kugeloberfläche ein:

$\vartheta$  = geographische Breite = Winkel der Verbindungslinie Aufpunkt-Mittelpunkt der Kugel mit der Anstrahlrichtung,

$\omega = kr_0$  = dimensionslose Größe = Zahl der Wellenlängen auf den Umfang der Kugel,

so erhält man folgenden Ausdruck für das Potential des Gesamtfeldes auf der Kugeloberfläche:

$$(5) \quad \psi = \psi(\omega, \vartheta) = -\sqrt{\frac{2}{\pi\omega}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \cdot \frac{(2n+1) i^{n+1}}{nH_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(\omega) - \omega H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(\omega)} \cdot P_n(\cos \vartheta)$$

Hierbei bedeutet  $P_n(x)$  das Legendresche Polynom  $n$ -ter Ordnung und  $H^{(2)}(\omega)$  die Hankelsche Funktion zweiter Art.

Das Verhältnis der Schalldruckamplituden von gebeugter und ungestörter Welle ist gleich:

$$(6) \quad \left| \frac{p}{p_0} \right| = \left| \psi \right|$$

Abb. 3 zeigt in Polarkoordinaten das Druckamplitudenverhältnis von gebeugter und ungestörter ebener Welle auf der Oberfläche der beugenden Kugel für mehrere  $\omega$ -Werte.

Die Funktion  $\psi(\omega, \vartheta)$  nach Gleichung (5) ist ausreichend tabelliert, so daß die Berechnung des Beugungsproblems am Kopf unter der Voraussetzung, daß

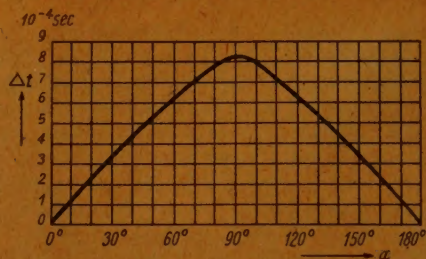


Abb. 2. Der Zeitunterschied an den beiden Ohren als Funktion des Einfallswinkels



der Kopf durch eine Kugel (von etwa 20 cm Durchmesser) ersetzt werden kann, leicht möglich ist.

Für das Intensitätsverhältnis  $\Delta J$  an den beiden Ohren bei einer Schalleinfallrichtung  $\alpha$  (s. Abb. 1) ergibt sich:

$$(7) \quad \Delta J = \frac{|p(\omega, 90^\circ - \alpha)|^2}{|p(\omega, 90^\circ + \alpha)|^2} = \frac{|\psi(\omega, 90^\circ - \alpha)|^2}{|\psi(\omega, 90^\circ + \alpha)|^2}$$

$\Delta J$  ist nach Gleichung (7) für einige  $\omega$ -Werte ( $\omega = 1, 2$  und  $4$ ) berechnet und in Abb. 4 in Dezibel über dem Winkel aufgetragen worden. Die Kurven entsprechen

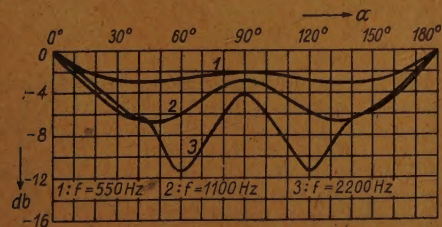
den Frequenzen 550, 1100 und 2200 Hz.

Der Intensitätsunterschied zwischen dem Schall am rechten und am linken Ohr als Funktion des Winkels  $\alpha$  ist auch experimentell von Sivan und White [17] bestimmt worden. Abb. 5 zeigt das Ergebnis für die Frequenzen 300, 500, 1100 und 2240 Hz. Man erhält für kleine Einfallswinkel, die praktisch nur interessieren, eine ausreichende Übereinstimmung mit den nach der Theorie berechneten und in Abb. 4 aufgetragenen Werten.

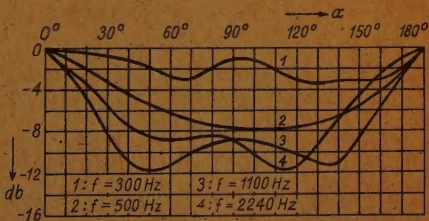
Der Intensitätsunterschied an den beiden Ohren ist also in starkem Maße von



Abb. 3. Druckamplitudenverhältnis von gebeugter und ungestörter Welle auf der Oberfläche der beugenden Kugel für mehrere  $\omega$ -Werte (nach L. Schwarz)



Links Abb. 4. Intensitätsverhältnis (gerechnet) für zwei gegenüberliegende Punkte auf der Kugeloberfläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Schalles und für verschiedene  $\omega$ -Werte ( $\omega = 1, 2$  und  $4$ )



Rechts Abb. 5. Intensitätsverhältnis zwischen dem Schall am rechten und am linken Ohr als Funktion des Einfallswinkels nach Messungen von Sivan und White

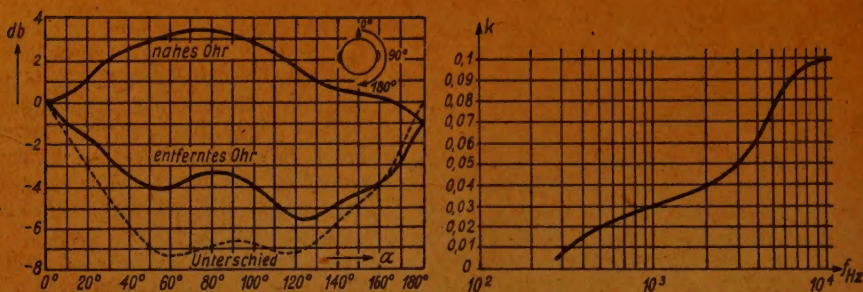


Abb. 6. Intensität und mittlerer Intensitätsunterschied am rechten und am linken Ohr als Funktion des Einfallswinkels beim Hören von Sprache. Rechts: Abb. 7. Frequenzabhängigkeit der Größe  $k$  (nach Warnecke)

der Frequenz abhängig. Bei den tiefen Frequenzen, d. h. wenn die Wellenlänge groß gegen die Abmessungen des Kopfes ist, bildet der Kopf für die Schallwellen kein Hindernis und man erhält an beiden Ohren etwa den gleichen Schalldruck. Bei den hohen Frequenzen dagegen, d. h. wenn die Wellenlänge klein gegen die Abmessungen des Kopfes ist, wird die Ausbreitung des Schalles durch den Kopf unterbrochen und man erhält bei kleinen Winkelabweichungen aus der Symmetrieebene des Kopfes schon den maximalen Intensitätsunterschied. Den besten Richtungseindruck erhält man in dem mittleren Frequenzbereich etwa von 1000 bis 2000 Hz, also gerade dort, wo auch die Ohrempfindlichkeit am größten ist.

Da der Intensitätsunterschied, wie wir später noch sehen werden, die wichtigste Bestimmungsgröße für die Richtungslokalisierung bildet, ist die oben geschilderte Frequenzabhängigkeit auch für das räumliche Hören von großer Bedeutung. Für die Untersuchung stereophonischer Übertragung von Sprache kann man aus dem Frequenzspektrum der Sprache einen mittleren Wert ableiten für die Richtungsabhängigkeit des Intensitätsunterschiedes an beiden Ohren.

In Abb. 6 ist die Intensität am nahen bzw. am entfernten Ohr bezogen auf diejenige bei einem Schalleinfallswinkel von 0° und das Intensitätsverhältnis für beide über dem Einfallswinkel aufgetragen; diese Kurven ergeben sich nach Messungen von Steinberg und Snow [2] als Mittelwert für Sprache. Man erkennt, daß für Winkel zwischen 0° und 50° der Logarithmus des Intensitätsverhältnis nahezu linear mit dem Winkel  $\alpha$  zunimmt. Innerhalb dieses Winkelbereiches gilt für das Intensitätsverhältnis 2:

$$(8) \quad \begin{aligned} \ln i &= k\alpha \\ i &= e^{k\alpha} \end{aligned}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $k$  ist von der Frequenz abhängig. Der ungefähre Frequenzverlauf von  $k$  ist in Abb. 7 dargestellt. Als mittleren Wert für Sprache erhält man nach Abb. 6

$$k = 0,032.$$

Aus Abb. 6 kann man auch ablesen, daß zu dem Winkelunterschied von 3°, der, wie gesagt, als untere Grenze der Richtungsauflösung gilt, nur ein Intensitätsunterschied von  $1/3$  db gehört.

## 5. Richtungseindruck auf Grund von Klangfarbenunterschieden

Man kann die Frequenzabhängigkeit der Beugung auch so deuten, daß das Frequenzspektrum an beiden Ohren oder der Klangfarbeneindruck verschieden



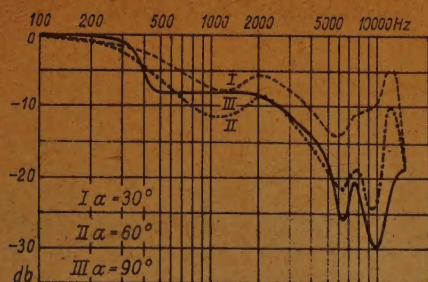


Abb. 8. Intensitätsunterschied am rechten und linken Ohr als Funktion der Frequenz für verschiedene Einfallswinkel

und vom Richtungswinkel abhängig ist. In Abb. 8 ist das Intensitätsverhältnis über der Frequenz für die Winkel  $\alpha = 30^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $90^\circ$  aufgetragen. Im Bereich der hohen Frequenzen treten größere richtungsabhängige Unterschiede auf. Bei der stereophonischen Übertragung von Musik ist dieser Effekt von Bedeutung.

Das Gehör reagiert ziemlich empfindlich auf Klangfarbenunterschiede, und es ist interessant, daß die Frequenzabhängigkeit der Beugung auch noch einen Beitrag zur Richtungslokalisierung bildet. Es ist nach diesen kurzen

Betrachtungen schon zu übersehen, daß die hohen Frequenzen für das richtungsmäßige Hören eine größere Bedeutung haben als die tiefen Frequenzen.

## 6. Kopfbezügliche und raumbezügliche stereophonische Übertragung

Nach dieser einleitenden Betrachtung über die wichtigsten physikalischen Größen, mit deren Hilfe es den beiden Ohren möglich ist, einen Richtungseindruck zu gewinnen, sollen zunächst die beiden Grundtypen einer stereophonischen Übertragung, nämlich die sogenannte kopfbezügliche bzw. die raumbezügliche Übertragung, erläutert werden.

Abb. 9 zeigt das Schema für eine kopfbezügliche stereophonische Übertragung. Im Aufnahme-raum befindet sich ein Ersatzkopf, der z. B. aus einer Kugel von etwa 20 cm Durchmesser mit zwei Mikrofonen an den Enden eines Durchmessers besteht.

Im Wiedergaberaum besitzen die Zuhörer (A, B und C) Kopfhörer. Es wird der Schall, den jedes der beiden Mikrofone des Ersatzkopfes aufnimmt, auf den entsprechenden Kopfhörer der verschiedenen Zuhörer übertragen. Eine Schallquelle (S), die für den Ersatzkopf unter einem Lokalisierungswinkel  $\varphi$  erscheint, wird bei konstanter Aufstellung des Ersatzkopfes und feststehender Schallquelle auch bei dem Zuhörer unter dem Lokalisierungswinkel  $\varphi$  erscheinen. Jedoch wird der scheinbare Ort der Schallquelle ( $S'_A$ ,  $S'_B$ ,  $S'_C$ ) von dem Ort des Zuhörers und seiner Kopfbewegung abhängen. Man bezeichnet deshalb nach einem Vorschlag von Warncke diese Art der stereophonischen Übertragung als „kopfbezügliche“.

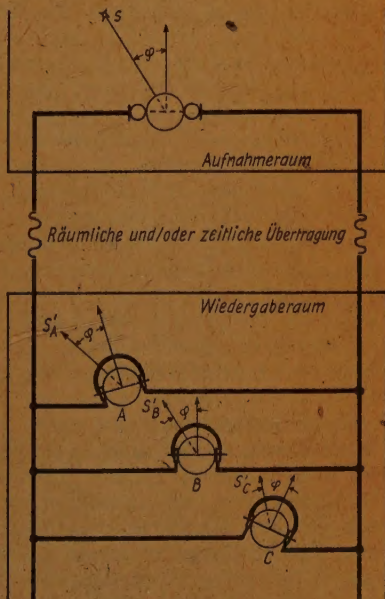


Abb. 9. Schematische Darstellung der kopfbezüglichen stereophonischen Übertragung (nach Warncke)

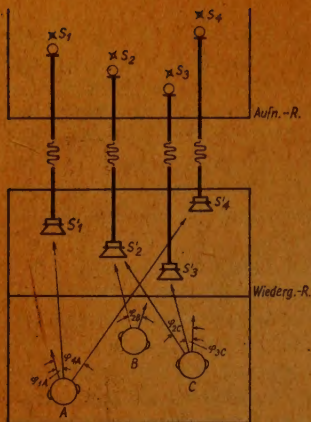


Abb. 10. Schematische Darstellung der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung (nach Warncke)

Abb. 10 zeigt das Schema für eine raumbezügliche stereophonische Übertragung. Den verschiedenen Schallquellen ( $S_1, S_2, S_3, S_4$ ), die an bestimmten Orten im Aufnahme-Raum verteilt sind, werden Einzelübertragungssysteme (Mikrofon, Verstärker, Lautsprecher) zugeordnet, die im Wiedergaberaum an entsprechenden Orten endigen. Der Zuhörer lokalisiert mittels seiner beiden Ohren den Ort der Schallquellen im Wiedergaberaum an den Stellen ( $S'_1, S'_2, S'_3, S'_4$ ), wo sie sich tatsächlich zu befinden scheinen. Der Lokalisierungswinkel des Zuhörers ( $\varphi_{1A}, \varphi_{1B}, \varphi_{1C}$ ) ändert sich zwar mit der Bewegung des Kopfes, der Ort der jeweiligen Schallquelle bleibt aber im Wiedergaberaum konstant. Diese Art der stereophonischen Übertragung bezeichnet man als „raumbezüglich“.

Zwischen den beiden Arten der stereophonischen Übertragung besteht ein grundsätzlicher Unterschied. Bei der kopfbezüglichen

Übertragung brauchen lediglich zwei Schallbilder, nämlich die an den beiden Mikrofonen des Ersatzkopfes übertragen und den entsprechenden Ohren der Zuhörer zugeleitet zu werden. Der für die Stereophonie zusätzliche technische Aufwand ist dementsprechend bei der kopfbezüglichen Übertragung begrenzt und besteht im wesentlichen in einer Verdopplung des Übertragungskanal.

Bei der raumbezüglichen Übertragung besteht dagegen die Aufgabe, im Wiedergaberaum mit Hilfe von mehreren Schallsendern eine Abbildung der Schallverteilung des Aufnahme-Raumes herzustellen. Dieses Übertragungsproblem ist, wie man ohne weiteres einsieht, ungemein viel schwieriger zu lösen.

Leider ist die Anwendung der kopfbezüglichen Stereophonie nicht für alle Zwecke möglich. Beispielsweise würde die Verwendung von Kopfhörern beim Tonfilm als lästig empfunden werden. Überhaupt scheidet für alle Anwendungsgebiete, bei denen der Wiedergaberaum für das Bewußtsein des Zuhörers wichtig ist, die kopfbezügliche Stereophonie aus. Vielleicht läßt sie sich aber mit Erfolg bei der Übertragung von Hörspielen über den Rundfunk verwenden. Hierbei ist es jedenfalls denkbar, daß ein einzelner Hörer, der sich auf eine bestimmte Sendung konzentrieren will, durch Abhören mit einem stereophonen Kopfhörer eine Bereicherung seines Eindrucks erfährt. Ohne die Möglichkeit, verschiedene Sprecher durch Richtungshören zu unterscheiden, wie es bei dem augenblicklichen Stand der Übertragungstechnik des Rundfunks noch der Fall ist, wirkt das Abhören eines Hörspiels wegen der großen Aufmerksamkeit, die zur Unterscheidung der verschiedenen Sprecher notwendig ist, sehr bald ermüdend. In diesem Falle könnte

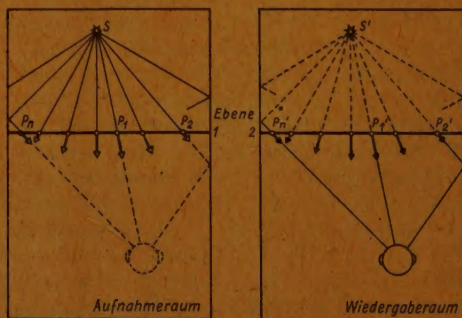


Abb. 11. Raumbezügliche Übertragung mit zwei Hilfsebenen (nach Fletcher)



also auch schon die Anwendung der kopfbezüglichen Stereophonie eine Verbesserung und Vergrößerung des künstlerischen Erlebnisses ergeben. Im allgemeinen Fall wird man aber die raumbezügliche Stereophonie verwirklichen müssen.

Überraschenderweise stellt sich nun bei einer genauen Untersuchung der Bedingungen für die raumbezügliche plastische Übertragung heraus, daß die Zahl der benötigten Übertragungskanäle auch für die raumbezügliche Übertragung sehr gering sein kann, und daß man sogar schon mit zwei Übertragungskanälen auskommt, wenn man sich auf die Übertragung von Schallvorgängen in einer Ebene beschränkt, wie sich im Verlauf der weiteren Betrachtung noch herausstellen wird.

## 7. Zahl der Übertragungskanäle bei der raumbezüglichen Übertragung

Für die stereophonische Übertragung beliebiger Schallvorgänge im Aufnahme-raum hat Fletcher [1] die Betrachtung zweier Hilfsebenen, die zwischen Schallquelle und Zuhörer liegen, vorgeschlagen (s. Abb. 11). Zeichnet man alle Schallvorgänge in der Ebene 1 nach Frequenz, Intensität und Einfallsrichtung auf und sorgt nach der Übertragung dafür, daß in allen entsprechenden Punkten der Ebene 2 die gleichen Schallvorgänge erscheinen, wie sie ursprünglich in der Ebene 1 aufgetreten sind, so würde der Zuhörer, wenn sich die raumakustischen Eigenschaften von Aufnahme- und Wiedergaberaum entsprechen, tatsächlich eine richtige Lokalisierung durchführen können. Die Verwirklichung dieser idealen Übertragungsbedingungen für eine raumbezügliche stereophonische Übertragung würde einen sehr großen technischen Aufwand erforderlich machen. Wegen der Forderung, daß auch die Einfallsrichtung an jeder Stelle richtig registriert bzw. wiedergegeben werden soll, müßte nämlich die Ebene 2 mit praktisch unendlich vielen Schallsendern ausgerüstet sein.

Glücklicherweise kommt man aber mit einer wesentlich einfacheren Übertragungsforderung bei den meisten praktisch auftretenden Übertragungsproblemen aus.

Man kann zunächst die akustischen Bedingungen im Aufnahme-raum durch geeignete Bedämpfung der Wände so einrichten, daß in der Ebene 1 nur der direkte Schall beim Auftreffen auf die Mikrofone wirksam wird, der indirekte also zu vernachlässigen ist. Außerdem kann man sich bei der Verteilung der Schallempfänger auf eine Aufstellung längs einer Geraden in der waagerechten Richtung beschränken, da sich die zu übertragenden Schallquellen im allgemeinen in einer waagerechten Ebene befinden. Es werden dann bei einem bestimmten Ort der Schallquelle im Aufnahme-raum unter Verwendung geeigneter Richtmikrofone auch nur ein bestimmter Schallempfänger in der Hilfsebene 1 und ein bestimmter Schallsender in der Ebene 2 wirken. Damit läßt sich nach einem Vorschlag von Warncke folgendes vereinfachte Schema für eine raumbezügliche Übertragung mit  $n$ -Kanälen aufstellen (s. Abb. 12).

Im Aufnahme-raum werden  $n$ -Mikrofone nebeneinander aufgestellt. Die Mikrofone sollen eine solche Richtwirkung haben, daß der Aufnahme-raum

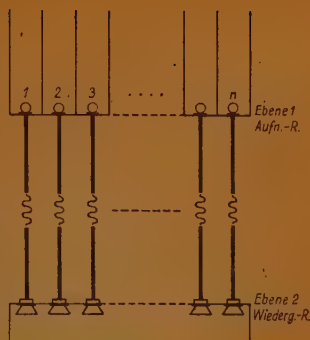


Abb. 12. Schematische Darstellung für eine vereinfachte raumbezügliche Übertragung mit  $n$ -Kanälen (nach Warncke)

in n-Zonen aufgeteilt wird. Die n-Mikrofone sind über n-Kanäle mit n-Lautsprechern verbunden, die eine entsprechende Aufstellung im Wiedergaberaum haben. Nach diesem Schema stellt die Zahl n ein Maß für das Auflösungsvermögen der raumbezüglichen Übertragung dar. Es erscheint danach günstig, die Zahl der Übertragungskanäle möglichst groß zu wählen.

Für die praktische Durchführung der raumbezüglichen Stereophonie ist die Zahl der Übertragungskanäle, die unbedingt erforderlich ist, sehr wichtig. Mit der Zahl der Übertragungskanäle wächst nicht nur der Bedarf an Mikrofonen und Lautsprechern, sondern auch das Problem der Schallaufzeichnung wird immer schwieriger zu lösen. Danach beurteilt, würde sich wohl die praktische Durchführung der raumbezüglichen Übertragung kaum verwirklichen lassen, da ja wenige Übertragungskanäle anscheinend keine ausreichende Auflösung ergeben könnten. Überraschenderweise haben aber praktische Versuche mit raumbezoglicher Übertragung mit nur zwei oder drei Kanälen recht befriedigende Ergebnisse gehabt. Diese für die ganze Stereophonie äußerst wichtige Möglichkeit beruht auf der Ausnutzung eines Effektes, den man in der Literatur als „Summenlokalisierung“ bezeichnet und der im folgenden erläutert werden soll.

## 8. Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden

Läßt man von zwei Lautsprechern, die in einiger Entfernung voneinander aufgestellt sind, den gleichen Klang abstrahlen, so wird der scheinbare

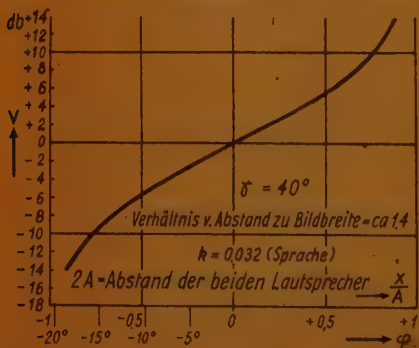


Abb. 13. Ort der scheinbaren Schallquelle zwischen den beiden Lautsprechern bei der Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden für den Betrachtungswinkel  $\gamma = 40^\circ$  (nach Warnecke)



Abb. 13. Winkelkoordinaten bei der Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden



Abb. 14. Koordinaten bei der Theorie der Summenlokalisierung

Ort der Schallquelle für einen Zuhörer vor den Lautsprechern entweder mit einem der Lautsprecher zusammenfallen oder zwischen den beiden Lautsprechern liegen. Der scheinbare Ort der Schallquelle hängt dabei ab von dem Intensitätsverhältnis des von den Lautsprechern abgestrahlten Schalles.

In Abb. 13 sind zwei Schallquellen  $S_1$  und  $S_2$  und ein Zuhörerkopf gezeichnet. Die abgestrahlten Schallintensitäten seien  $J_1$  und  $J_2$ , die Schalleinfallswinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  (von der Kopfrichtung  $K$  aus gemessen, wobei im Uhrzeigersinn positiv und entgegengesetzt negativ gerechnet wird).



Wenn nur die Schallquelle  $S_1$  bzw.  $S_2$  abstrahlt, wird an den beiden Ohren das Intensitätsverhältnis

$$(9) \quad i_1 = \frac{J_{R1}}{J_{L1}} \quad \text{bzw.} \quad i_2 = \frac{J_{R2}}{J_{L2}}$$

erzeugt, wobei  $J_R$  gleich der Intensität am rechten Ohr und  $J_L$  gleich der Intensität am linken Ohr ist. Strahlen  $S_1$  und  $S_2$  den gleichen Klang ab, so ist in entsprechender Weise das Intensitätsverhältnis an den beiden Ohren des Zuhörers.

$$(10) \quad i_{1,2} = \frac{J_{R1} + J_{R2}}{J_{L1} + J_{L2}}$$

Bei einem Verhältnis  $v$  der von den beiden Lautsprechern abgestrahlten Intensität

$$(11) \quad v = \frac{J_1}{J_2}$$

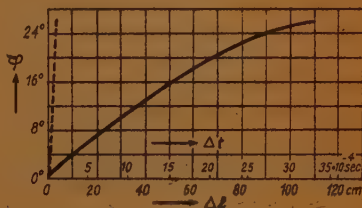
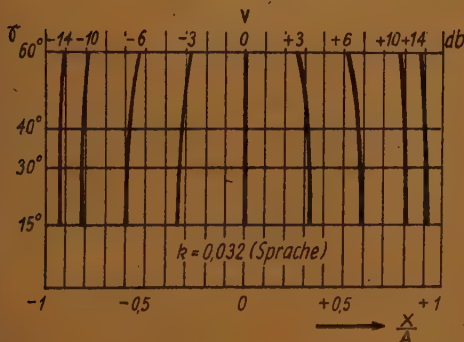


Abb. 17. Der Lokalisierungswinkel in Abhängigkeit vom Zeitunterschied bei der Summenlokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden (nach de Boer). Links Abb. 16. Abhängigkeit des scheinbaren Schallquellenortes vom Zuhörerabstand bzw. vom Betrachtungswinkel für verschiedene Intensitätsverhältnisse (nach Warncke)

gehöre zu der scheinbaren Schallquelle  $S'_{1,2}$  der scheinbare Lokalisierungswinkel  $\alpha_{1,2}$  (von der Kopfrichtung aus gemessen).

Es gilt auf Grund der Beugungsmessungen am Kopf für das Intensitätsverhältnis nach Gleichung (8)

$$(12) \quad i_{1,2} = e^{k\alpha_{1,2}}$$

Außerdem ist nach Abb. 6 für das Produkt der von einer Schallquelle herrührenden Intensitäten an beiden Ohren

$$(13) \quad \begin{aligned} J_{R1} \cdot J_{L1} &= c J_1^2 \\ J_{R2} \cdot J_{L2} &= c J_2^2, \end{aligned} \quad \text{wobei } c \text{ eine Konstante ist.}$$

Unter Benutzung der Gleichungen (10) bis (13) erhält man nach einigen einfachen Umformungen für den Lokalisierungswinkel

$$(14) \quad \alpha_{1,2} = \frac{1}{k} \left[ \ln \left\{ v e^{k\alpha_1} + e^{k \left( \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right)} \right\} - \ln \left\{ v + e^{k \left( \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \right)} \right\} \right]$$

Diese wichtige, von Warncke hergeleitete Beziehung stellt also den Zusammenhang dar zwischen dem Lokalisierungswinkel der scheinbaren Schallquelle und den Lokalisierungswinkeln der beiden abstrahlenden Lautsprecher bei einem bestimmten Intensitätsverhältnis. Sie gilt nach den Voraussetzungen der Gleichung (8), solange keiner der auftretenden Winkel  $50^\circ$  überschreitet, also für die meisten praktisch auftretenden Fälle.

Nach den Betrachtungen über raumbezügliche Stereophonie muß das Ergebnis der Gleichung (14) unabhängig sein von der Drehung des Kopfes. Um das zu beweisen, ist es zweckmäßig, zur Beschreibung einige andere Winkel einzuführen.

In Abb. 14 bedeutet  $\gamma$  den Betrachtungswinkel; die Richtung M ist die Winkelhalbierende des Betrachtungswinkels,  $\delta$  ist der Kopfdrehungswinkel und  $\varphi$  der Lokalisierungswinkel der scheinbaren Schallquelle, beide von der Winkelhalbierenden des Betrachtungswinkels aus gemessen. Es gilt also bei Berücksichtigung der erwähnten Festsetzung über die Vorzeichen der Winkel:

$$(15) \quad \begin{aligned} \gamma &= \alpha_1 - \alpha_2 \\ \delta &= -\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \\ \varphi &= \alpha_{1,2} + \delta \end{aligned}$$

Setzt man die Gleichungen (15) in Gleichung (14) ein, so erhält man in der Tat ein von der Kopfdrehung, d. h. also von  $\delta$  unabhängiges Ergebnis:

$$(16) \quad \varphi = \frac{1}{k} \left[ \ln \left\{ v e^{\frac{k\gamma}{2}} + 1 \right\} - \ln \left\{ v + e^{\frac{k\gamma}{2}} \right\} \right]$$

Abb. 15 zeigt den Ort (x) der scheinbaren Schallquelle zwischen den beiden Lautsprechern bezogen auf den halben Lautsprecherabstand bzw. den scheinbaren Lokalisierungswinkel  $\varphi$ , wie er sich nach Gleichung (16) ergibt bei Änderung des Intensitätsverhältnisses für einen Betrachtungswinkel  $\gamma = 40^\circ$  entsprechend einem Verhältnis von Zuhörerabstand zu Lautsprecherabstand von 1,4 und  $k = 0,032$  (Sprache).

Abb. 16 zeigt die Abhängigkeit des scheinbaren Schallquellenortes vom Abstand des Zuhörers bzw. vom Betrachtungswinkel für verschiedene Intensitätsverhältnisse. Man erkennt, daß die Änderung klein ist und mit größer werdender Entfernung des Zuhörers bzw. mit kleiner werdendem Betrachtungswinkel abnimmt.

Interessant ist noch zu klären, welche Verschiebung des scheinbaren Schallquellenortes bei seitlicher Verschiebung des Zuhörerstandortes eintritt. Für die Verschiebung  $\Delta x$  des Mitteneindrucks erhält man nach Warncke eine einfache Abschätzungsformel:

$$(17) \quad \Delta x = A \frac{a-b}{a+b}$$

wobei  $a$  und  $b$  die Entfernungen des Zuhörers von den beiden Lautsprechern und  $A$  der halbe Abstand der beiden Lautsprecher voneinander bedeuten.

Es kommt aber zu dieser Verschiebung  $\Delta x$  nach Gleichung (17) noch eine Verschiebung hinzu, die sich dadurch ergibt, daß bei einer Abweichung aus der Mittellinie ein Zeitunterschied auftritt. Es soll im folgenden erläutert werden, in welcher Weise auch Zeitunterschiede bei der Summenlokalisierung mitwirken.

## 9. Summenlokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden

Der Einfluß von Zeitunterschieden auf die Summenlokalisierung bis etwa 3,5 ms, entsprechend einer Wegdifferenz von etwa 1 m, ist von de Boer [14] experimentell untersucht worden. Es zeigt sich, daß auch bei reinen Zeitunterschieden der von den beiden Lautsprechern abgestrahlten Klänge ein Lokalisierungseindruck entsteht. Die Zeitunterschiede, die dabei auftreten, sind im allgemeinen viel größer als diejenigen bei normalem Richtungshören, jedoch nicht so groß, daß für das Bewußtsein des Hörenden schon ein zeitliches Aus-



einanderfallen der Klangeindrücke entstehen könnte.

In Abb. 17 ist das Ergebnis eines Versuches wiedergegeben, bei dem der Abstand der beiden Lautsprecher voneinander und der Abstand des Zuhörers von der Lautsprecherbasis 350 cm betrug. Es ist der Lokalisierungswinkel über dem Zeitunterschied bzw. dem zugehörigen Schallwegunterschied aufgetragen. Die gestrichelte Kurve<sup>2)</sup> gibt dabei zum Vergleich an, welche Zeitunterschiede beim normalen Richtungshören auftreten.

Man sieht aus Abb. 17 sehr deutlich, daß bei der Summenlokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden auch solche richtig bewertet werden, die beim normalen Richtungshören gar nicht vorkommen.

#### 10. Zusammenwirken von Intensitäts- und Zeitunterschieden bei der Summenlokalisierung

Für die Theorie der Stereophonie ist der Fall interessant, welche Verhältnisse sich ergeben, wenn Intensitäts- und Zeitunterschiede gleichzeitig auftreten. Auch dieser Fall ist experimentell von de Boer untersucht worden. Es zeigt sich,

daß man mit guter Näherung die Richtungslokalisierung beschreiben kann, wenn man auftretende Zeitunterschiede durch äquivalente Intensitätsunterschiede bewertet und zu dem vorhandenen Intensitätsunterschied hinzurechnet. Für die Umrechnung eines Zeitunterschiedes in einen für die Summenlokalisierung äquivalenten Intensitätsunterschied ergibt sich experimentell ein in Abb. 18 dargestellter linearer Zusammenhang.

Danach entspricht einem Zeitunterschied von 1 ms etwa ein Intensitätsunterschied von 5 db zur Erzielung einer gleich großen entsprechenden Änderung des Lokalisierungswinkels bei der Summenlokalisierung.

Beim normalen Richtungshören wird übrigens der Richtungseindruck, wenn man von den tiefen Frequenzen absieht, im wesentlichen durch Intensitätsunterschiede hervorgerufen (vgl. dazu auch die gestrichelte Kurve der Abb. 17).

#### 11. Der Ort des Schallbildes im Wiedergaberaum

Für eine raumbezügliche stereophonische Übertragung ist eine Beurteilung der Plätze im Wiedergaberaum sehr wichtig. Bei den bisherigen Betrachtungen war

<sup>2)</sup> Beim Vergleich der gestrichelten Kurve mit der Abb. 2 wird man feststellen, daß der Ohrabstand in beiden Fällen etwas verschieden angenommen worden ist.

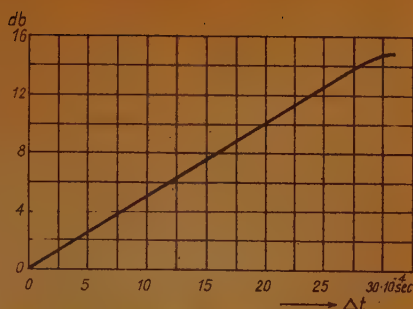


Abb. 18. Zusammenhang zwischen Zeitunterschied und Intensitätsunterschied für den gleichen Lokalisierungswinkel (nach de Boer)

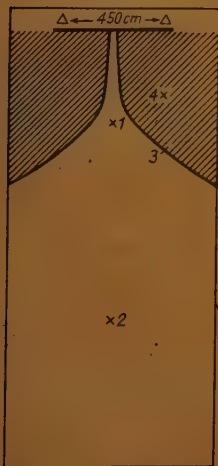


Abb. 19. Verschiedene Aufstellungen des Zuhörers im Wiedergaberaum. Lautsprecherabstand 450 cm. Einteilung des Wiedergaberaumes in zwei Zonen mit guter Richtungslokalisierung und schlechter (schraffierte Fläche) nach de Boer

zur Vereinfachung im allgemeinen angenommen worden, daß der Zuhörer sich an einem Ort auf der Symmetrielinie vor den beiden Lautsprechern befindet. Die im vorangegangenen im Zusammenhang mit Gleichung (17) erläuterte Verschiebung des Mitteneindrucks bei seitlicher Abweichung des Zuhörers von der Symmetrielinie läßt sich nach den Betrachtungen über den Einfluß der dabei auftretenden Zeitunterschiede für jeden Ort des Zuhörers im Wiedergaberaum entsprechend ergänzen und insgesamt berechnen. Man erhält für seitliche Plätze in der Nähe der Lautsprecher stärkere Verzerrungen für den scheinbaren Ort der Schallquelle.

Ein anschauliches experimentelles Ergebnis von de Boer zeigt z. B. für einen praktischen Fall, wie die Hörerverhältnisse im Wiedergaberaum aussehen. Bewegt sich z. B. für einen Beobachter auf Platz 1, wie in Abb. 19 eingezeichnet, eine Schallquelle scheinbar über die ganze Breite des Lautsprecherzwischenraumes, so erhält man auf den in der Abb. 19 eingezeichneten Plätzen 2, 3 und 4 lediglich die in Abb. 20 als Ordinaten aufgetragenen scheinbaren Änderungen des Schallbildortes. In dem in Abb. 19 schraffierten Gebiet erhält man nur Änderungen des Schallbildortes, die kleiner sind als die halbe Breite des Lautsprecherzwischenraumes. Hier ist also der zu erzielende Richtungseindruck ungenügend.

Zwei Maßnahmen bewirken eine Verkleinerung des in Abb. 19 schraffierten Gebietes: erstens nach einem Vorschlag von de Boer die Ausnutzung nicht des ganzen Lautsprecherzwischenraumes, sondern lediglich eines Teiles für die Richtungsauflösung, und zweitens nach einem Vorschlag von Warncke, die Verwendung von Lautsprechern oder Lautsprechergruppen mit einer besonderen Richtcharakteristik. Die Richtcharakteristik muß dabei so beschaffen sein, daß für einen seitlichen Platz dem Zuhörer von dem entfernter liegenden Lautsprecher eine größere Intensität zugestrahlt wird als von dem näherliegenden (bei gleicher abgestrahlter Gesamtintensität jedes Lautsprechers). Diesem Gedanken liegt die Erfahrung zugrunde, daß man bei der Summenlokalisierung Zeitunterschiede durch Intensitätsunterschiede in gewissen Grenzen ausgleichen kann.

Diese Kompensation versagt bei den tiefen Frequenzen, denn nach Abb. 7 geht  $k \rightarrow 0$ , und der Lokalisierungswinkel nach Gleichung (16) wird unbestimmt. Man muß bei diesem Vorschlag der Verwendung von Lautsprechern mit besonderer Richtcharakteristik darauf Rücksicht nehmen und die tiefen Frequenzen, die den Lokalisierungseindruck für die seitlichen Plätze ohnehin stören, von den seitlichen Lautsprechern möglichst fernhalten und durch einen gemeinsamen in der Mitte aufgestellten Lautsprecher wiedergeben.

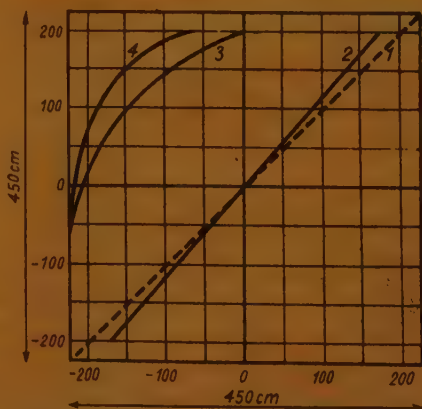


Abb. 20. Wahrzunehmende Verschiebung des Schallbildes für die verschiedenen Aufstellungen des Zuhörers im Wiedergaberaum (nach Abb. 19)

Abzisse: Scheinbarer Ort der Schallquelle zwischen den Lautsprechern für die Aufstellung 1

Ordinate: Scheinbarer Ort der Schallquelle zwischen den Lautsprechern für verschiedene Aufstellungen



Aus der einfachen Schilderung der vielen Faktoren, die bei der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung mitwirken und die erzielbare Wirkung beeinflussen, erkennt man, daß es nur bei sehr kritischer Einstellung und bei sorgfältigstem experimentellem Vorgehen möglich ist, optimale Ergebnisse zu bekommen. Andererseits ist es aber ungemein ermutigend, daß ein im Anfang so hoffnungslos schwierig zu verwirklichendes Problem, wie das der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung nach den Fletcherschen Bedingungen erscheint, bei einem genaueren Studium durch den Effekt der Summenlokalisierung einer praktischen Verwirklichung zugänglich wird.

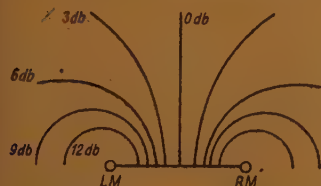


Abb. 21. Der geometrische Ort für Punkte konstanten Intensitätsverhältnisses bei zwei Aufnahmefunktionen

Bei einer richtigen Ausnutzung dieses Effektes und bei Verzicht auf eine genauere räumliche Lokalisierung in der Tiefe des Aufnahmegebietes, was bei sehr vielen praktischen Fällen möglich ist, erhält man sogar befriedigende Ergebnisse bei raumbezüglicher Übertragung mit nur zwei Übertragungskanälen. Diese Tatsache ist sehr wichtig, da die Zahl der Übertragungskanäle, z. B. gerade auch bei einer Anwendung im Rundfunk, von ausschlaggebender Bedeutung für eine praktische Verwirklichung ist.

## 12. Raumbezügliche Übertragung mit zwei Kanälen

Die Betrachtungen über die Summenlokalisierung haben bewiesen, daß es mit Hilfe von zwei unabhängigen Lautsprechern möglich ist, den scheinbaren Ort einer Schallquelle zwischen den Lautsprechern erscheinen zu lassen. Damit ist nachgewiesen, daß es grundsätzlich auch möglich sein muß, raumbezügliche stereophonische Übertragung bei Beschränkung auf Vorgänge in einer waagerechten Ebene mit nur zwei Übertragungskanälen durchzuführen. Das Problem besteht im wesentlichen darin, die Aufnahmebedingungen so einzurichten, daß den Lautsprechern über die beiden Übertragungskanäle die Intensität in einem Verhältnis zugeführt wird, wie es für die Wahrnehmung des entsprechenden scheinbaren Ortes der Schallquelle nach der Summenlokalisierung erforderlich ist. Die aufnahmetechnischen Bedingungen sind daraufhin genauer zu untersuchen.

Der einfachste Fall ist die Aufnahme mit zwei ungerichteten Mikrofonen im Abstand  $2a$ . Für ein konstantes Intensitätsverhältnis  $v$  an den beiden Mikrofonen erhält man als geometrischen Ort in der waagerechten Ebene durch die beiden Mikrofone Kreise mit dem Mittelpunkt auf der Verbindungslinie der beiden Mikrofone im Abstande  $x_0$  von der Mitte der Mikrofone und mit dem Radius  $r_0$ .

Es gilt:

$$(18) \quad x_0 = \frac{v+1}{v-1} a \text{ und } r_0 = \frac{2\sqrt{v}}{v-1} a$$

Abb. 21 zeigt die entsprechenden Kreise für einige Intensitätsverhältnisse.

Längs einer solchen Kurve bleibt das Intensitätsverhältnis an den beiden Mikrofonen konstant, d. h. also ohne Berücksichtigung der Laufzeitunterschiede würde eine Schallquelle bei einer Bewegung im Aufnahmegebiet längs

eines solchen Kreises immer unter dem gleichen Lokalisierungswinkel  $\phi$  erscheinen.

Bewegt sich eine Schallquelle auf einer Geraden parallel zur Verbindungslinie der Mikrofone in einem bestimmten Abstand, so kann man aus der Abb. 21 erkennen, welche Intensitätsunterschiede den verschiedenen Stellungen der Schallquelle entsprechen, und damit aus Gleichung (16) bzw. Abb. 15 auf den Lokalisierungswinkel schließen. Man erkennt ohne weiteres, daß bei einer Bewegung der Schallquelle um die gleiche Strecke, beispielsweise um die Breite der Mikrofonentfernung, mit zunehmendem Abstand von der Mikrofonbasis der zugehörige Lokalisierungswinkelunterschied kleiner wird und in größerem Abstand nicht mehr ausreicht. Bei zu kleinem Abstand wird dagegen in der Mitte der Mikrofone die Gesamtintensität sehr viel kleiner sein als unmittelbar vor den Mikrofonen, so daß beim Zuhörer der Eindruck entstehen wird, als ob die Schallquelle sich nicht auf einer Geraden vor den Mikrofonen, sondern in weitem Bogen von einem Mikrofon zum anderen bewegt. Es gibt also eine Abhängigkeit des Lokalisierungseindrucks bei der Wiedergabe vom Abstand vor den Mikrofonen bei der Aufnahme und einen günstigsten Abstand nach dem Erläuterten..

Im vorhergehenden wurden nur die Intensitätsverhältnisse an den Mikrofonen berücksichtigt, es treten aber noch Laufzeitunterschiede auf, die auch mitberücksichtigt werden müssen. Die Laufzeitunterschiede wirken sich im gleichen Sinne aus wie die Intensitätsunterschiede und können nach den Darstellungen in den vorigen Abschnitten in äquivalente Intensitätsunterschiede umgerechnet und zu den wirklich vorhandenen Intensitätsunterschieden hinzugegerechnet werden. Der geometrische Ort für Punkte gleicher Laufzeitdifferenz sind nun keine Kreisscharen, sondern Hyperbelscharen, und die Größe der Laufzeitdifferenzen hängt von dem Mikrofonabstand (2a) ab.

Für einen vorgegebenen Mikrofonabstand müssen also die Kurven der Abb. 21 entsprechend den auftretenden Laufzeitdifferenzen noch korrigiert werden. Es ergeben sich praktisch größere Lokalisierungswinkelunterschiede, als nach den Kurven der Abb. 21 zu erwarten ist. Durch das Mitwirken der Laufzeitunterschiede tritt daher für die Aufnahmebedingungen insofern keine Verschlechterung ein, als sich die Laufzeitunterschiede so auswirken, daß sich auch in einem größeren Abstand vor den Mikrofonen ein größerer Lokalisierungswinkelunterschied ergibt. Der Abfall der Gesamtintensität in der Mitte vor den Mikrofonen und der damit verbundene Eindruck für den Zuhörer, daß sich die Schallquelle von ihm sehr weit entfernt, kann dadurch z. T. ausgeglichen werden, daß man gerichtete Mikrofone bei der Aufnahme verwendet und die Aufstellung so vornimmt, daß die maximale Empfangsrichtung auf den mittleren Bereich vor den Mikrofonen gerichtet ist.

Im Heinrich-Hertz-Institut durchgeführte Messungen (s. Abb. 34 im nächsten Heft von FUNK UND TON) und vorliegende Erfahrungen haben gezeigt, daß man recht befriedigende Ergebnisse erhält, wenn man symmetrisch in 1,5 bis 2 m Entfernung vor einem Orchester zwei Mikrofone mit etwa kardioidförmiger Charakteristik und einem gegenseitigen Abstand von etwa 4 bis 5 m verwendet.

Bei der Verwendung von nur zwei Mikrofonen ist der Erfüllbarkeit der Aufnahmebedingungen für die raumbezügliche stereophonische Übertragung



eine Grenze gesetzt. Besondere Schwierigkeiten treten auf, wenn die räumliche Verteilung der Schallquellen sehr groß ist. Es ist nicht ohne weiteres zu übersehen, ob es möglich ist, jedes der beiden stereophonischen Mikrofone durch eine Gruppe ungerichteter Mikrofone zu ersetzen. Hierbei würden z. B. durch Laufzeitunterschiede zu den verschiedenen Mikrofonen je nach dem Ort der Schallquelle von beiden Mikrofontypen verschiedene Frequenzspektren ein und desselben Klanges erzeugt werden, und es würde unter Umständen der dadurch bewirkte Lokalisierungseindruck falsch werden.

Das Problem der stereophonischen Aufnahme bei zwei Übertragungskanälen läßt sich nach einem Vorschlag von Warncke aber auch bei räumlich ausgedehnter Verteilung der Schallquellen lösen, wenn man eine entsprechende Anzahl sehr gut gerichteter Mikrofone zur Verfügung hat. Die Lösung des Aufnahmeproblems gelingt z. B., wenn man den Aufnahmebereich mit Hilfe von  $n$  gerichteten Mikrofonen in  $n$  Streifen unterteilen kann, so daß die Schallvorgänge in einem solchen Streifen jeweils nur auf ein Mikrofon wirken, und wenn man die Schalleistung, die dieses Mikrofon liefert, nach Abb. 22 über Dämpfungsglieder so auf die beiden Übertragungskanäle verteilt, wie es nach der Aufstellung des Mikrofons für die richtige Summenlokalisierung erforderlich ist (s. auch Abb. 15). Der Frequenzgang bei der Summenlokalisierung kann durch geeignete Frequenzabhängigkeit der Dämpfungsglieder mitberücksichtigt werden.

### 13. Zusammenfassung über die Abhängigkeit der stereophonischen Übertragung von der Frequenz und vom Nachhall

Im Verlauf der Betrachtungen über die physikalischen Grundlagen der raumbezüglichen Stereophonie sind verstreut eine ganze Reihe von Angaben enthalten, die erkennen lassen, in welcher Weise die stereophonischen Übertragungsbedingungen mit den für jede akustische Übertragung wichtigen Größen der Frequenz und des Nachhalls zusammenhängen. Es erscheint angebracht, diese wichtigen Zusammenhänge noch kurz zu ergänzen und zusammenzufassen.

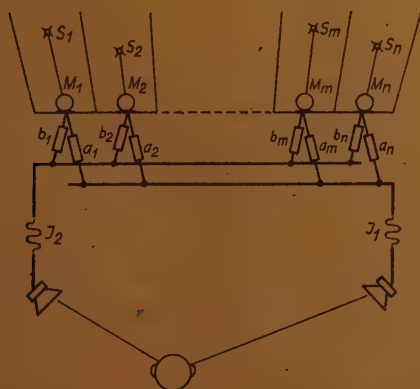


Abb. 22. Schematische Darstellung einer raumbezüglichen Zweikanalübertragung mit  $n$  gerichteten Mikrofonen (nach Warncke)

Bei den Betrachtungen über das normale Richtungshören zeigte es sich, daß der Intensitätsunterschied an beiden Ohren sehr von der Frequenz abhängt (s. auch Abb. 8). Der Frequenzgang der hierfür charakteristischen Größe  $k$  ist aus Abb. 7 zu ersehen.

Danach erhält man also für die tiefen Frequenzen auf Grund der Beugung keinen für das Richtungshören ausnutzbaren Intensitätseffekt. Die Ergebnisse über die Summenlokalisierung werden, soweit sie sich auf die Intensitätsunterschiede beziehen, für die tiefen Frequenzen unbestimmt. Da bei der Richtungs-

lokalisierung vor allen Dingen die Intensitätsunterschiede und erst in zweiter Linie die Laufzeitunterschiede ausgenutzt werden, sind also wie gesagt die tiefen Frequenzen für die Erzeugung des stereophonischen Eindrucks bei der Übertragung von 'geringerer Bedeutung als die mittleren und hohen.

In gewisser Weise stören die tiefen Frequenzen sogar den Richtungseindruck bei der Abstrahlung von seitlich aufgestellten Lautsprechern. Das ist z. B. der Fall bei der Verwendung von Lautsprechern mit besonderer Richtcharakteristik zum Ausgleich der Laufzeitunterschiede bei seitlichen Zuhörerplätzen oder bei Räumen mit geringer Dämpfung für tiefe Frequenzen. Um die Beeinträchtigung des Richtungseindrucks durch die tiefen Frequenzen klein zu halten, ist es günstig, wenn man bei der Wiedergabe die tiefen Frequenzen von den seitlichen Lautsprechern fernhält (was elektrisch sehr einfach mit Hilfe sogenannter elektrischer Weichen zu erreichen ist) und von einem besonderen mittleren Lautsprecher abstrahlen läßt. Entsprechendes läßt sich auch mit den Mikrophonen bei der stereophonischen Aufnahme durchführen. Man würde auf diese Weise an die seitlichen Mikrophone nur geringere Forderungen für den Frequenzumfang zu stellen brauchen, was u. U. gewisse technische Vorteile schaffen kann.

Bei der Bedeutung der mittleren und hohen Frequenzen für das Richtungshören erkennt man, daß der zu fordernde Frequenzbereich für eine stereophonische Übertragung sehr groß ist. Zur Wahrung der Natürlichkeit des Höreindrucks müssen selbstverständlich nicht nur die hohen Frequenzen, sondern auch entsprechende tiefe Frequenzen noch gut übertragen werden. Gute stereophonische Übertragung setzt also eine hochwertige Übertragungsanlage voraus.

Bei der Erörterung der Möglichkeiten einer Vereinfachung der Fletcherschen Übertragungsbedingungen für Stereophonie war es notwendig, zu fordern, daß bei der Aufnahme der indirekte Schall an den Mikrophonen zu vernachlässigen ist gegenüber dem direkten Schall. Der Aufnahmeraum muß groß genug und ausreichend gedämpft sein. Der für die Natürlichkeit des Höreindrucks notwendige Nachhall kann durch geeignete Einstellung der Nachhallverhältnisse des Wiedergaberaumes oder andere geeignete Maßnahmen erreicht werden. Ein unnatürlich großer Nachhall ist für eine stereophonische Übertragung ungünstig, da der Richtungseindruck durch den indirekten Schall des Nachhalls verwischt wird.

Als Ergebnis der Betrachtungen der vorangegangenen Abschnitte kann festgestellt werden, daß die technische Durchführung einer raumbezüglichen stereophonischen Zweikanalübertragung möglich ist, daß es aber zur Erzielung bester Übertragungsgüte der theoretischen und vor allen Dingen der experimentellen Klärung einer Reihe wichtiger Einzelfragen noch bedarf.

(Fortsetzung folgt)

\* \* \*



## Der Klirrgrad, seine praktische Berechnung und Messung

Ein guter Rundfunkempfänger oder Verstärker soll im gesamten Übertragungsfrequenzbereich möglichst verzerrungsfrei arbeiten; nur dann ist eine naturgetreue Wiedergabe gewährleistet. In der Praxis treten nun aber stets gewisse Verzerrungen auf, die durch eine unvollkommene Arbeitsweise der Röhren, Übertrager, Lautsprecher, Mikrofone, Tonabnehmer usw. hervorgerufen werden.

Da sind zunächst die Frequenzverzerrungen (lineare Verzerrungen), die dadurch entstehen, daß die im Eingangskreis des Empfängers oder Verstärkers vorhandenen Frequenzen nicht gleichmäßig verstärkt, sondern gewisse Frequenzbereiche bevorzugt oder benachteiligt werden. Bei dieser Art von Verzerrungen bleibt jedoch die Kurvenform der HF- oder NF-Schwingungen erhalten. Es ändert sich nur das Größenverhältnis der Schwingungsweiten (Amplituden), mit dem die Übertragung der verschiedenen Frequenzen erfolgt. Wird beispielsweise eine Frequenzprüfschallplatte über einen elektrischen Tonabnehmer und einen NF-Verstärker abgespielt, so läßt sich durch Messung der an den Ausgangsklemmen des Verstärkers auftretenden NF-Wechselspannungen leicht feststellen, in welchem Stärkeverhältnis die verschiedenen Tonfrequenzen übertragen werden. Durch die Verwendung von Klangreglern ist es möglich, die Wiedergabe der von einem Verstärker, einer Schallplatte, einem Mikrofon oder Lautsprecher benachteiligten Frequenzbereiche auszugleichen oder den jeweiligen Bedingungen anzupassen.

Viel schlimmer liegen die Verhältnisse jedoch bei den Formverzerrungen (nichtlineare Verzerrungen). Hierbei findet nämlich eine Verzerrung der ursprünglichen Kurvenform der Schwingungen statt. In solchen Fällen entspricht dann beispielsweise die Form der Anodenwechselspannung und auch des Anodenwechselstroms einer Verstärkerröhre nicht mehr genau der Form der angelegten Gitterwechselspannung. Wie weiter unten nachgewiesen wird, entstehen bei den Formverzerrungen neue Oberschwingungen, die in der ursprünglichen Schwingung überhaupt nicht vorhanden waren. Es ist daher ohne weiteres einleuchtend, daß hierdurch eine besonders unangenehme Entstellung des natürlichen Klangbildes eintritt; die Klangwiedergabe ist dann krächzend und klirrend. Solche Formverzerrungen entstehen beispielsweise in Übertragern, die nicht auf dem geradlinigen Teil der Magnetisierungskurve arbeiten. Eine besonders häufige Quelle der Formverzerrungen sind die Verstärkerröhren, deren Arbeitspunkt nicht richtig ausgewählt worden ist oder die übersteuert werden. Zur Vermeidung der Formverzerrungen dürfen die Verstärkerröhren im allgemeinen nur im geradlinigen Teil der Arbeitskennlinie angesteuert werden; denn jede Kennlinienkrümmung ruft eine Formverzerrung hervor. Eine Ausnahme hiervon bilden die Gegentaktschaltungen der AB- und B-Verstärker, ferner auch die C-Verstärker, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll.

Zum genauen Verständnis des Wesens der Formverzerrungen sei ein einfaches Beispiel besprochen: In Abb. 1 sind die beiden sinusförmigen Wechselspannungen  $u_1$  und  $u_2$  zeichnerisch dargestellt. Die Wechselspannung  $u_1$  hat eine

Frequenz von  $f_1 = 100$  Hz, also eine Schwingungs- bzw. Periodendauer von  $T_1 = \frac{1}{f_1} = \frac{1}{100}$  s, und einen Scheitelwert (Schwingungsweite) von  $U_1 = 10$  V. Die Wechselspannung  $u_3$  besitzt eine Frequenz von  $f_3 = 300$  Hz, d. h. eine Schwingungsdauer von  $T_3 = \frac{1}{300}$  s, und einen Scheitelwert von  $U_3 = 2,5$  V; sie ist außerdem um  $90^\circ$  oder  $\frac{\pi}{2}$  gegen die Wechselspannung  $u_1$  phasenverschoben.

Durch die zeichnerische Überlagerung dieser beiden Wechselspannungen<sup>1)</sup> ergibt sich die stark gezeichnete Wechselspannung  $u$ . Wie sofort ersichtlich, ist diese Wechselspannung nicht mehr sinusförmig, sondern formverzerrt. Aus der Umkehrung dieser Tatsache folgt, daß die nicht sinusförmige Wechselspannung  $u$  in die beiden sinusförmigen Wechselspannungen  $u_1$  und  $u_3$  mit den Frequenzen  $f_1 = 100$  Hz und  $f_3 = 300$  Hz zerlegt werden kann. In der Wechselspannung  $u$  ist also außer der Frequenz 100 Hz auch noch eine Oberschwingung, nämlich die Wechselspannung  $u_3$  mit der Frequenz von 300 Hz enthalten. Je schärfere und ausgeprägtere Kanten eine nicht-sinusförmige Schwingung mit der Grundfrequenz  $f$  hat, um so größer ist die Anzahl der in ihr vorhandenen Oberschwingungen mit den Frequenzen  $2f$ ,  $3f$ ,  $4f$  usw. So tritt z. B. in den sägezahnförmigen Kippschwingungen einer Glimmröhrenschaltung sogar noch die Oberschwingung mit der Frequenz  $11f$  deutlich hervor.

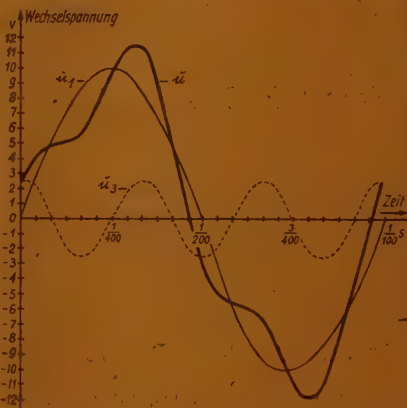


Abb. 1. Zerlegung einer nichtsinusförmigen Wechselspannung  $u$  mit der Frequenz 100 Hz in zwei sinusförmige Wechselspannungen  $u_1$  und  $u_3$  mit den Frequenzen 100 Hz und 300 Hz

Nach dem französischen Mathematiker Fourier (1768...1830) kann ganz allgemein jeder periodische Schwingungsvorgang in unendlich viele sinusförmige, gleichzeitig und ohne gegenseitige Störung ablaufende Schwingungen mit der einfachen, doppelten, dreifachen usw. Frequenz des eigentlichen Schwingungsvorgangs zerlegt werden. Eine solche Zerlegung heißt Fourierzerlegung oder harmonische Analyse. Mit Hilfe dieses Verfahrens können auch die schwierigsten Schwingungsvorgänge auf einfache, sinusförmige Schwingungen zurückgeführt werden. Die Sinusschwingung mit der gleichen Frequenz wie die gegebene Schwingung heißt Grundschwingung; die Sinusschwingung mit der doppelten Frequenz wird die erste Oberschwingung, die mit der dreifachen Frequenz die

<sup>1)</sup> Die Überlagerung erfolgt durch eine zeichnerische Addition bzw. Subtraktion der in den verschiedenen Zeitpunkten ober- bzw. unterhalb der Zeitachse vorhandenen Ausschläge (Augenblickswerte). Diese jeweiligen Ausschläge werden addiert, wenn sie beide oberhalb oder beide unterhalb der Zeitachse liegen; andernfalls wird der kleinere Ausschlag vom größeren subtrahiert. Die mathematische Darstellung der Überlagerung ergibt:

$$u = 10 \cdot \sin \omega t + 2,5 \cdot \sin \left( 3 \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \text{ wobei } \omega = 2 \pi f = 2 \pi \cdot 100 = 628 \frac{1}{s} \text{ ist.}$$



zweite Oberschwingung usw. genannt. Vielfach und besser wird jedoch auch von den Harmonischen gesprochen. Die Grundschiwingung ist dann die erste Harmonische, die erste Oberschwingung also die zweite Harmonische, die zweite Oberschwingung die dritte Harmonische usw. Es sei noch besonders vermerkt, daß alle Schwingungsvorgänge, bei denen die positiven und die negativen Halbwellen spiegelbildlich gleich sind, nur ungradzahlige Harmonische, also Schwingungen mit den Frequenzen  $f, 3f, 5f, 7f$  usw. enthalten (vgl. Abb. 1).

Die durch die nichtlinearen Verzerrungen entstandenen Oberschwingungen bzw. Harmonischen stehen jeweils in einem bestimmten Zahlenverhältnis zur Grundschiwingung. Als Maß für die nichtlinearen Verzerrungen (Klirrverzerrungen) ist daher der Klirrgrad (Klirrfaktor)  $k$  eingeführt und durch die folgende Gleichung festgelegt worden:

Klirrgrad =  $\sqrt{\text{Summe der Quadrate der Oberschwingungsscheitelwerte}}$  dividiert durch Grundschiwingungsscheitelwert.

Bedeutend beispielsweise  $u_1, u_2, u_3, u_4 \dots$  die Scheitelwerte der Wechselspannungsanteile der Grundschiwingung (1. Harmonische), 1. Oberschwingung (2. Harmonische), 2. Oberschwingung (3. Harmonische), 3. Oberschwingung (4. Harmonische) usw., so ergibt sich für die nichtlinear verzerrte Wechselspannung der Klirrgrad:

$$k = \frac{\sqrt{u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 + \dots}}{u_1} \dots \dots \dots (1)$$

In dieser Gleichung können statt der Scheitelwerte auch die Effektivwerte eingesetzt werden. Außerdem gilt die gleiche Erklärung des Klirrgrades auch für Wechselströme und überhaupt für alle Wechselstromgrößen. Durch Multiplikation des Klirrgrades  $k$  mit 100 ergibt sich dieser in Prozenten. Ebenso lassen sich ferner die Klirrgrade der einzelnen Oberschwingungen bzw. Harmonischen allein berechnen:

$$\text{Klirrgrad der ersten Oberschwingung } k_2 = \frac{u_2}{u_1} \dots \dots \dots (2)$$

$$\text{Klirrgrad der zweiten Oberschwingung } k_3 = \frac{u_3}{u_1} \dots \dots \dots (3)$$

$$\text{Klirrgrad der dritten Oberschwingung } k_4 = \frac{u_4}{u_1} \dots \dots \dots (4)$$

In dem oben besprochenen Beispiel sind  $u_1 = 10 \text{ V}$  und  $u_3 = 2,5 \text{ V}$ ; daher wird:  $k_3 = \frac{u_3}{u_1} = \frac{2,5}{10} = 0,25 = 25\%$ . Wegen  $u_2 = 0$  ist der gesamte Klirrgrad  $k = k_3 = 25\%$ .

Der Klirrgrad ist jedoch kein eindeutiges Maß für die Klanggüte einer Übertragungsanlage, da bei der Wiedergabe von Sprache und Musik stets ein Gemisch vieler Tönfrequenzen vorhanden ist. Es bilden sich nämlich bei den nichtlinearen Verzerrungen nicht nur die harmonischen Oberschwingungen, sondern auch unharmonische Kombinationstöne (Mischschwingungen); diese werden noch störender als die harmonischen Obertöne empfunden. Bezeichnen z.B.  $f_1$  und  $f_2$  die Frequenzen zweier im Eingangskreis eines Verstärkers auftretenden Frequenzen,

so entstehen infolge der nichtlinearen Verzerrungen die Summentöne mit den Frequenzen  $f_1 + f_2$ ,  $f_1 + 2f_2$ ,  $f_1 + 3f_2$  usw. und  $f_2 + 2f_1$ ,  $f_2 + 3f_1$  usw., ferner die Differenztöne mit den Frequenzen  $f_1 - f_2$ ,  $2f_1 - f_2$ ,  $3f_1 - f_2$  usw. und  $2f_2 - f_1$ ,  $3f_2 - f_1$  usw., außerdem aber auch die reinen Obertöne mit den Frequenzen  $2f_1$ ,  $3f_1$  usw. und  $2f_2$ ,  $3f_2$  usw. Die Schwingungsweiten der höheren Obertöne und Kombinationstöne sind allerdings meistens so gering, daß sie sich nicht allzu störend bemerkbar machen. Alle diese Überlegungen gelten naturgemäß nicht nur für die Röhrenkennlinien, sondern auch für die Lautsprecher, Tonabnehmer, Mikrofone usw.

Es gibt nun ein einfaches Verfahren, mit dem der durch die Krümmung der Arbeitskennlinie einer Verstärkerröhre hervorgerufene Klirrgrad mit praktisch ausreichender Genauigkeit ermittelt werden kann. In Abb. 2 ist die  $U_g - I_a$ -Arbeitskennlinie der Dreipolendröhre AD 1 unter Zugrundelegung eines günstigsten Belastungswiderstands von  $R_a = 2300 \Omega$  dargestellt. Der Arbeitspunkt A liegt bei einer negativen Gittervorspannung von  $U_{g0} = -45 \text{ V}$  und einer Anodenruhestromstärke von  $i_0 = 60 \text{ mA}$ ; dies entspricht bei einer Anodenspannung von  $U_a = 250 \text{ V}$  einer Anodengleichstromleistung von  $N_a = 15 \text{ W}$ .

Unter diesen Bedingungen erzeugt eine sinusförmige Gitterwechselspannung von  $U_g = 40 \text{ V}$  (Scheitelwert), die einem Aussteuerbereich von  $-5 \text{ V}$  bis  $-85 \text{ V}$  entspricht, einen verzerrten Anodenwechselstrom mit einem oberen Scheitelwert von  $I_a = i_4 - i_0^p = 118 - 60 = 58 \text{ mA}$  und einem unteren Scheitelwert von  $I_a' = i_0 - i_1 = 60 - 8 = 52 \text{ mA}$ . Zur Berechnung des Klirrgrads wird nun die ausgesteuerte Gitterwechselspannung, also der Gitterspannungsbereich von  $-5 \text{ V}$  bis  $-85 \text{ V}$ , in 4 gleiche Teile geteilt, so daß jeder Teil den Wert  $\frac{U_g}{2} = \frac{40}{2} = 20 \text{ V}$  hat. Nach Abb. 2 gehören dann zu den Gitterspannungen  $U_g = -5 \text{ V}$ ,  $-25 \text{ V}$ ,  $-45 \text{ V}$ ,  $-65 \text{ V}$  und  $-85 \text{ V}$  die Punkte B, D, A, E und C auf der Arbeitskennlinie, und die Anodenstromstärken  $i_4 = 118 \text{ mA}$ ,  $i_3 = 89 \text{ mA}$ ,  $i_0 = 60 \text{ mA}$ ,  $i_2 = 33 \text{ mA}$  und  $i_1 = 8 \text{ mA}$ . Mit diesen Werten können bereits die Anodenstromscheitelwerte  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$ ,  $I_4$  der Grundschwingung sowie der ersten, zweiten und dritten Oberschwingung, d. h. der ersten vier Harmonischen, in guter Annäherung berechnet werden. Es gilt nämlich hierfür:

$$I_1 = \frac{i_3 + i_4 - (i_1 + i_2)}{3} \dots\dots\dots (5)$$

$$I_2 = \frac{2i_0 - (i_1 + i_4)}{4} \dots\dots\dots (6)$$

$$I_3 = \frac{2(i_3 - i_2) - (i_4 - i_1)}{6} \dots\dots\dots (7)$$

$$I_4 = \frac{6i_0 - 4(i_2 + i_3) + i_1 + i_4}{12} \dots\dots\dots (8)$$

Hieraus folgt mit den oben genannten Zahlenwerten für die Grundschwingung

$$(1. \text{ Harmonische}): I_1 = \frac{207 - 41}{3} = 55,3 \text{ mA, für die erste Oberschwingung}$$

$$(2. \text{ Harmonische}): I_2 = \frac{120 - 126}{4} = -1,5 \text{ mA, für die zweite Oberschwingung}$$



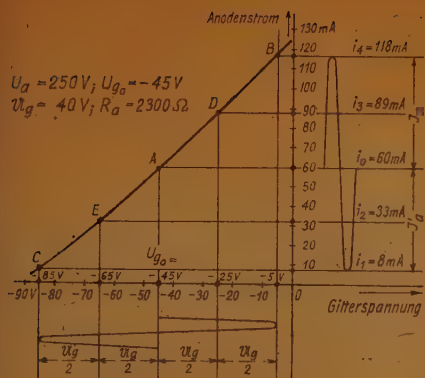


Abb. 2. Arbeitskennlinie der Dreipolendröhre AD 1 zur Bestimmung des Klirrgrads

Schließlich betragen nach Gleichg. 2, 3 und 4 die Klirrgrade der Oberschwingungen:

$$k_2 = \frac{\mathfrak{I}_2}{\mathfrak{I}_1} = \frac{1,5}{55,3} = 0,027 = 2,7\%, \quad k_3 = \frac{\mathfrak{I}_3}{\mathfrak{I}_1} = \frac{0,33}{55,3} = 0,006 = 0,6\%$$

$$k_4 = \frac{\mathfrak{I}_4}{\mathfrak{I}_1} = \frac{0,17}{55,3} = 0,003 = 0,3\%$$

Diese Berechnungen zeigen, daß die nichtlinearen Verzerrungen hauptsächlich auf das Auftreten der ersten Oberschwingung (2. Harmonische) zurückzuführen sind. Diese Tatsache gilt ganz allgemein für alle Dreipolröhren.

In Abb. 3 ist abschließend ein weiteres Beispiel wiedergegeben, und zwar diesmal die  $U_g - I_a$ -Arbeitskennlinie einer Fünfpolendröhre, nämlich der EL 12. Der günstigste Belastungswiderstand beträgt in diesem Fall  $R_a = 3500\Omega$  bei einer Anodenspannung von  $U_a = 250V$ , einer Schutzgitterspannung von  $U_{sg} = 250V$ , einer negativen Gittervorspannung von  $U_{g0} = -7V$ , eine Anodenruhestromstärke von  $i_0 = 72mA$  und einer Anodengleichstromleistung von  $N_a = 18W$ . Unter diesen Bedingungen verursacht eine sinusförmige Gitterwechselspannung von  $U_g = 6,25V$  (Scheitelwert) (entsprechend einem Aussteuerbereich von  $-0,75V$  bis  $-13,25V$ ) einen verzerrten Anodenwechselstrom mit einem oberen Scheitelwert von  $\mathfrak{I}_a = i_4 - i_0 = 136 - 72 = 64mA$  und einem unteren Scheitelwert von  $\mathfrak{I}'_a = i_0 - i_1 = 72 - 11,5 = 60,5mA$ . Den Punk-

$$(3. Harmonische): \mathfrak{I}_3 = \frac{112 - 110}{6} =$$

0,33 mA und für die dritte Oberschwingung

$$(4. Harmonische): \mathfrak{I}_4 =$$

$$\frac{360 - 488 + 126}{12} =$$

—0,17 mA. Aus Gleichg. 1 ergibt sich also für den gesamten Klirrgrad des verzerrten Anodenwechselstroms:

$$k = \frac{\sqrt{(-1,5)^2 + 0,33^2 + (-0,17)^2}}{55,3} =$$

$$\frac{\sqrt{2,25 + 0,11 + 0,03}}{55,3} = \frac{\sqrt{2,39}}{55,3} =$$

$$0,028 = 2,8\%$$

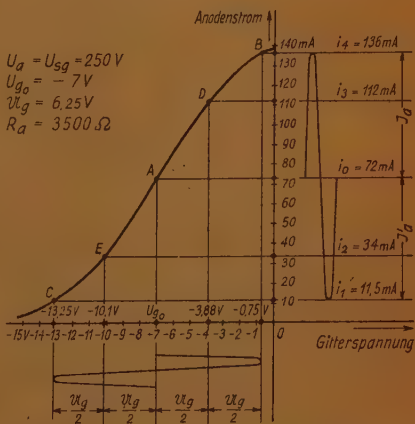


Abb. 3. Arbeitskennlinie der Fünfpolendröhre EL 12 zur Bestimmung des Klirrgrads

ten C, E, A, D, B entsprechen nach Abb. 3 der Reihe nach die Anodenstromwerte  $i_1 = 11,5 \text{ mA}$ ,  $i_2 = 34 \text{ mA}$ ,  $i_0 = 72 \text{ mA}$ ,  $i_3 = 112 \text{ mA}$ ,  $i_4 = 136 \text{ mA}$ . Daraus und mit den Gleichg. 5 bis 8 ergeben sich die Scheitelwerte der ersten 4 Harmonischen des Anodenwechselstroms:

$$\mathfrak{I}_1 = \frac{248 - 45,5}{3} = 67,5 \text{ mA}, \quad \mathfrak{I}_2 = \frac{144 - 147,5}{4} = -0,88 \text{ mA},$$

$$\mathfrak{I}_3 = \frac{156 - 124,5}{6} = 5,25 \text{ mA} \text{ und } \mathfrak{I}_4 = \frac{432 - 584 + 147,5}{12} = -0,37 \text{ mA}.$$

Mithin folgen aus Gleichg. 1 und 2 bis 4 für den Gesamtklirrgrad und die Klirrgrade der einzelnen Harmonischen:

$$k = \frac{\sqrt{(-0,88)^2 + 5,25^2 + (-0,37)^2}}{67,5} = \frac{\sqrt{28,47}}{67,5} = 0,079 = 7,9\%.$$

$$k_2 = \frac{0,88}{67,5} = 0,013 = 1,3\%, \quad k_3 = \frac{5,25}{67,5} = 0,078 = 7,8\%.$$

$$k_4 = \frac{0,37}{67,5} = 0,005 = 0,5\%.$$

Bei den Fünfpolendrühen ist daher hauptsächlich die zweite Oberschwingung (3. Harmonische) an der Verzerrung des Anodenwechselstroms beteiligt. Aus beiden Beispielen geht hervor, daß der Einfluß der dritten Oberschwingung (4. Harmonische) sehr gering ist. Diese Oberschwingung kann daher in den meisten Fällen vernachlässigt werden, wodurch sich die Berechnung des Klirrgrads entsprechend vereinfacht. Der Gesamtklirrgrad einer guten Musikübertragungsanlage soll bei der größten Aussteuerung nicht größer als 5% sein; für besonders hohe Ansprüche an die Klanggüte darf der Klirrgrad der Gesamtanlage 2% nicht überschreiten.

Die Wechselstromleistung (Sprechleistung)  $\mathfrak{N}_a$  einer Endröhre unter Berücksichtigung der nichtlinearen Verzerrungen wird nach folgender Gleichung angenähert berechnet:

$$\mathfrak{N}_a = \frac{\mathfrak{I}_1^2 \cdot R_a}{2} \dots\dots\dots (9)$$

Hierin ist für  $\mathfrak{I}_1$  bei Dreipolendrühen der Mittelwert aus dem oberen und unteren Scheitelwert der Grundschwingung (1. Harmonische) des Anodenwechselstroms in [A] einzusetzen, bei Fünfpolendrühen jedoch der Scheitelwert der Grundschwingung des Anodenwechselstroms in [A]. Die obigen Beispiele ergeben dann für die Dreipolendröhre AD 1:

$$\mathfrak{N}_a = \frac{\left(\frac{0,058 + 0,052}{2}\right)^2 \cdot 2300}{2} = \frac{0,055^2 \cdot 2300}{2} = 3,5 \text{ W}$$

und für die Fünfpolendröhre EL 12:  $\mathfrak{N}_a = \frac{0,0675^2 \cdot 3500}{2} = 8,0 \text{ W}.$



## Zwei Verfahren zur praktischen Messung des Klirrgrads

Das bekannteste Verfahren beruht auf der Verwendung der Klirrgradmeßbrücke von Siemens u. Halske (Abb. 4). Die nichtlinear verzerrte Wechselspannung, also beispielsweise die Ausgangswechselspannung eines Verstärkers oder einer Verstärkerröhre, die aus einem Gemisch der Grundschwingung und mehrerer Oberschwingungen besteht und deren Klirrgrad ermittelt werden soll, wird über die Eingangsklemmen a—b und einen NF-Übertrager T an die Punkte A und B der Brückendiagonale der Meßbrücke gelegt. Der untere Brückenarm CBD besteht aus den beiden rein Ohmschen Widerständen (Wirkwiderständen)  $R_2$  und  $R_3$ , der obere Brückenarm CAD jedoch aus dem rein Ohmschen Widerstand  $R_1$  und einem Reihenresonanzkreis, der aus der Reihenschaltung einer einstellbaren Kapazität C, einer Selbstinduktivität L und einem regelbaren, rein Ohmschen Widerstand  $R_4$  gebildet wird. An der anderen Brückendiagonale CD liegt über einem Schalter Sch ein Röhrenvoltmeter RV oder auch ein Meßkopfhörer.

Zur Beginn der Klirrgradmessung wird der Schalter Sch auf die Kontakte 1—1 geschaltet und der Reihenresonanzkreis C—L— $R_4$  mit Hilfe von C auf die Grundschwingung der an den Eingangsklemmen a—b liegenden Wechselspannung abgestimmt. Im Resonanzfall stellt bekanntlich der Schwingungskreis C—L einen geringen Ohmschen Widerstand dar. Gleichzeitig wird mit dem Widerstand  $R_4$  die Meßbrücke „abgeglichen“, d. h. der Widerstand des Brückenarms BD gleich dem Widerstand des Brückenarms AD gemacht. Falls die Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  gleich groß sind, herrscht nach dem Abgleichen der Meßbrücke nicht nur zwischen den Punkten A und D sowie D und B, sondern auch zwischen den Punkten B und C sowie C und A die gleiche Spannung. Zwischen den Punkten D und C besteht dann bezüglich der Grundschwingung kein Spannungsunterschied mehr. Dieser Zustand ist daran zu erkennen, daß der Ausschlag des Röhrenvoltmeters RV den kleinsten Wert hat bzw. im Meßkopfhörer ein Tonminimum herrscht, da sich jetzt nur noch die Oberschwingungen bemerkbar machen.

Da die Meßbrücke nur auf die Grundschwingung der angelegten, nichtlinear verzerrten Wechselspannung abgeglichen ist, ist der Wechselstromwiderstand des Reihenresonanzkreises C—L—R für alle Oberschwingungen bedeutend

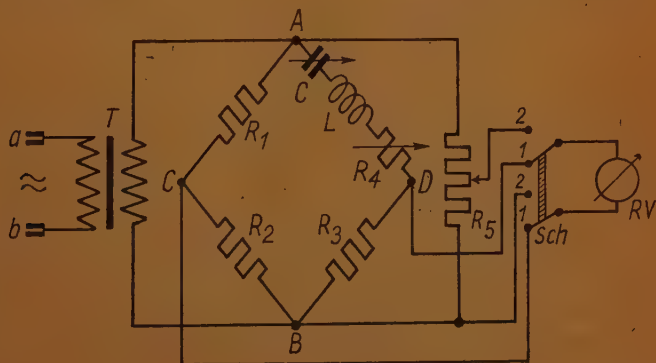


Abb. 4. Das grundsätzliche Schaltbild der Klirrgradmeßbrücke von Siemens u. Halske

größer als der Widerstand  $R_3$ , so daß  $R_3$  gegen den Widerstand des Brückenzweigs AD vernachlässigt werden kann. Zwischen den Punkten D und C herrscht daher bezüglich der Oberschwingungen ein bestimmter Spannungsunterschied. Da außerdem  $R_1 = R_2$  gewählt wird, teilt sich die an den Punkten A und B liegende Wechselspannung des Oberschwingungsgemisches angenähert im Verhältnis  $R_1 : (R_1 + R_2) = R_1 : 2 R_1 = 1 : 2$ , d. h. zwischen den Punkten D und C liegt jetzt etwa die halbe Wechselspannung wie zwischen den Punkten A und B. Mithin zeigt das Röhrenvoltmeter RV (bei quadratisch verlaufender Arbeitskennlinie) den halben Effektivwert  $\frac{1}{2} U_{\text{eff}}$  der Wechselspannung des Oberschwingungsgemisches an.

Nun wird der Schalter Sch in die Stellung 2 — 2 gebracht und an dem rein Ohmschen Spannungsteiler  $R_5$  ein so großer Teil  $p \cdot U_{\text{eff}}$  der an den Punkten A und B liegenden, nichtlinear verzerrten Gesamtwechselspannung  $U_{\text{eff}}$  des Grund- und Oberschwingungsgemisches abgegriffen, daß das Röhrenvoltmeter den gleichen Ausschlag wie bei der vorherigen Messung (zwischen den Punkten D und C) anzeigt. In diesem Fall ist  $\frac{1}{2} U_{\text{eff}} = p \cdot U_{\text{eff}}$ , so daß sich für den

Klirrgrad  $k$  ergibt:  $k \approx \frac{U_{\text{eff}}}{U_{\text{eff}}} \approx 2 p$ . Ist  $r_5$  der am Spannungsteiler  $R_5$  ein-

gestellte Widerstandswert, so gilt:  $p \cdot \frac{U_{\text{eff}}}{U_{\text{eff}}} = p = \frac{r_5}{R_5}$ . Um den Klirrgrad an der

Skala des Spannungsteilers  $R_5$  unmittelbar in Prozenten ablesen zu können, empfiehlt es sich also, den Spannungsteilerwiderstand  $R_5$  gleich in Prozenten des halben Effektivwerts  $\frac{1}{2} U_{\text{eff}}$  der nichtlinear verzerrten Gesamtwechselspannung  $U_{\text{eff}}$  zu eichen.

Um einen Überblick über die ungefähre Größe der Einzelteile der Klirrgradmeßbrücke zu geben, seien die folgenden Zahlenwerte genannt:  $R_1 = R_2 = 500 \Omega$ ,  $R_3 = 100 \dots 500 \Omega$ ,  $R_4 = 500 \Omega$ ,  $R_5 = 5000 \Omega$ . Für einen Frequenzbereich von etwa 30...500 Hz bzw. 500...5000 Hz sind  $L = 5 \text{ H}$ ,  $C = 2000 \text{ pF max.}$  bzw.  $L = 0,5 \text{ H}$ ,  $C = 2000 \text{ pF max.}$  und für eine feste Frequenz von 800 Hz bzw. 1600 Hz sind  $L = 0,1 \text{ H}$ ,  $C = 0,4 \mu\text{F}$  bzw.  $L = 0,1 \text{ H}$ ,  $C = 0,1 \mu\text{F}$ . Da sich der Klirrgrad eines Verstärkers im Bereich von 200...5000 Hz meistens nur sehr wenig ändert, genügt in der Regel eine Messung des Klirrgrads bei 800 Hz und 1600 Hz. Der NF-Übertrager T ist so zu wählen, daß mit ihm der Belastungswiderstand  $R_b$  in Abb. 5 auf einen Wert von einigen  $100 \Omega$  übersetzt wird.

In Abb. 5 ist die Anschaltung der Klirrgradmeßbrücke an den Eingang des zu untersuchenden Verstärkers o. dgl. wiedergegeben. Die von einem Schwebungs- oder Röhrensummer erzeugte Meßwechselspannung von beispielsweise 800 Hz mit möglichst geringem Klirrgrad wird an die Eingangsklemmen des zu prüfenden Verstärkers  $V_a$  gelegt. Die Ausgangsklemmen des Verstärkers  $V_a$  werden über einen Kondensator  $C = 4 \mu\text{F}$  und einen Widerstand  $R_b$ , der gleich dem Wechselstrombelastungswiderstand des Verstärkers sein soll, sowie

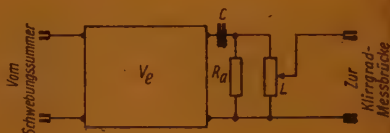


Abb. 5. Die Anschaltung der Klirrgradmeßbrücke nach Abb. 4 an einen Schwebungssumme



über einen Lautstärkeregler L mit den Eingangsklemmen der Klirrgradmeßbrücke verbunden. Der Lautstärkeregler ist so einzustellen, daß die Eingangsspannung der Klirrgradmeßbrücke nur 1...2 V beträgt; hierdurch werden zusätzliche nichtlineare Verzerrungen in der Klirrgradmeßbrücke vermieden.

Die Meßgenauigkeit der beschriebenen Klirrgradmeßbrücke ist bei Klirrgraden unterhalb 20% für den praktischen Betrieb ausreichend; der Meßfehler beträgt durchschnittlich 10...20%. Diese Ungenauigkeiten ergeben sich aus der Tatsache, daß in der Schalterstellung 2—2 nicht, wie es die Erklärung des Klirrgrads vorschreibt, die Wechselspannung der rein sinusförmigen Grundschwingung gemessen wird, sondern die nichtlinear verzerrte Gesamtwechselspannung des Grund- und Oberschwingungsgemisches.

Wie bereits weiter oben gesagt worden ist, dürfen die Angaben des Klirrgrads in der bisherigen Form nicht zu hoch bewertet werden, da in Wirklichkeit auch noch Kombinationsschwingungen auftreten, und zwar immer dann, wenn am Eingang des Verstärkers oder der Verstärkerröhre zwei oder mehrere Wechselspannungen verschiedener Frequenzen gleichzeitig vorhanden sind.

Daher wird eine wesentlich bessere Annäherung an die wirklichen Verhältnisse erreicht, wenn zur Messung der nichtlinearen Verzerrungen wenigstens mit zwei verschiedenen Tonfrequenzen gleichzeitig gearbeitet wird.

Auf diesem Gedanken beruht beispielsweise das Doppeltonverfahren von Braummühl und Weber: die von einem Schwebungssummeer erzeugten tonfrequenten Wechselspannungen mit Frequenzen von 50...10000 Hz werden mit Hilfe eines besonderen Röhrenmodulators ähnlich wie bei den tonmodulierten Röhrendsendern mit einem Ton von 30 Hz moduliert.

Hierdurch entstehen bei jeder „Trägerfrequenz“  $f_{\text{zwei}}$  „Seitenbandschwingungen“ mit den Frequenzen  $(f + 30)$  Hz und  $(f - 30)$  Hz; ihr gegenseitiger Frequenzabstand beträgt also 60 Hz. Durch Veränderung der Trägerfrequenz gleitet der Doppelton mit den Frequenzen  $(f + 30)$  Hz und  $(f - 30)$  Hz durch den gesamten Tonfrequenzbereich. Die Trägerfrequenz  $f$  wird bei diesem Meßverfahren unterdrückt. Treten nun bei der Beaufschlagung des zu prüfenden Verstärkers mit dem Doppelton nichtlineare Verzerrungen auf, so entsteht im Verstärker ein Kombinationston von der Frequenz 60 Hz. Die Schwingungsweite (Amplitude) dieses Kombinationstons ist ein Maß für die Größe der nichtlinearen Verzerrungen. An den Ausgangsklemmen des zu messenden Verstärkers wird eine Siebkette angeschlossen, die nur den Kombinationston von 60 Hz durchläßt. Mit einem Pegelschreiber kann dieser Ton aufgezeichnet und ausgemessen werden. Das gleiche Verfahren erlaubt auch die Feststellung höherer Kombinationstöne als 60 Hz.

*Wir machen unsere Abonnenten auf die Mitteilung über das neue Zustellverfahren für FUNK UND TON ab 1. 1. 1948 in dieser Ausgabe auf Seite 224 besonders aufmerksam.*

# Gleichstromverstärker mit Netzanschlußbetrieb

Ein großer Teil unseres physikalischen Wissens, das aus der Beobachtung der Wechselwirkung zwischen Energie und Materie zusammengetragen wurde, ist zustandegekommen durch die Messung der Energie in elektrischer Form. Über den fotoelektrischen Effekt werden Strahlungsenergien als Gleichströme meßbar, über den thermo-elektrischen Effekt lassen sich Wärmeenergien messen, über die Induktion oder das elektrische Feld sind Bewegungsenergien oder Bewegungsgrößen mit elektrischen Größen verknüpft; schließlich erlaubt der piezo-elektrische Effekt die Messung von Druckgrößen in elektrischer Form.

In der physikalischen Chemie ist als Beispiel das elektrochemische Potential eine Größe, die in elektrischer Form Kunde gibt von den Vorgängen, die wir beobachten wollen.

Wie schon aus den wenigen genannten Beispielen hervorgeht, handelt es sich bei den meisten der zu erfassenden physikalischen Effekte um Gleichströme oder Gleichspannungen, die als Auswirkungen der im physikalischen System vorgehenden Energieumsetzungen zutage treten. Es nimmt daher nicht wunder, daß ein großer Teil der physikalischen Entdeckungen vorzugsweise mit hochempfindlichen elektrischen Meßinstrumenten für Gleichströme gemacht worden sind. Ein gutes, hochempfindliches Galvanometer ist auch heute noch ein Gerät, das durch seine Einfachheit und Konstanz besticht.

In der technischen Physik jedoch, wo ebenfalls ein Teil der zu überwachenden technisch-physikalischen Vorgänge in elektrischer Form gemessen wird, fordert der Experimentator stets Meßinstrumente, die einen Betrieb auch bei Aufstellung der Geräte ohne Sorgfalt und gegebenenfalls auf schwingendem Arbeitstisch zulassen. In diesen Fällen sind die Galvanometer nicht mehr brauchbar. Hier muß also versucht werden, mit robusten elektrischen Meßinstrumenten zu arbeiten und durch Verstärkung die elektrischen Meßwert bis zum Energiebedarf der Meßinstrumente zu heben. Aber auch im Forschungslaboratorium werden Meßanordnungen, die ohne langwierige Justierarbeit schnell in Betrieb genommen werden können, dankbar begrüßt.

Da der größte Teil der uns begegnenden elektrischen Meßgrößen in Form von Gleichströmen bzw. -spannungen auftritt, müssen diese mittels Verstärkerröhren so weit verstärkt werden, wie es zur Bedienung unserer Meßinstrumente oder zur Auslösung einer Anzeige oder eines Regelvorganges nötig ist.

Gleichstromverstärkungen mittels Verstärkerröhren sind gegenüber der Verstärkung von Wechselströmen schwieriger. Die Schwankung des Anzeigewertes bei einem Gleichstromverstärker ist für eine Stufe betrachtet unmittelbar proportional der Schwankung des Anodenstromes dieser Stufe und somit von der Anodenspannung abhängig. Dabei ist der Proportionalitätsfaktor der Außenwiderstand. Da im Interesse einer möglichst hohen Verstärkung der Außenwiderstand hoch gemacht werden muß, ergeben kleinste Stromschwankungen bereits erhebliche Anzeigeschwankungen. Im Gegensatz dazu ist bei einem Wechselstromverstärker die Schwankung der Anzeige in erster Näherung proportional der Steilheitsänderung  $\frac{\partial S}{\partial U_A}$ , die bei günstiger Wahl der Arbeitspunkte fast null wird.

Infolgedessen ergeben sich für die Verstärkung kleiner Gleichspannungen zwei Wege: entweder kann versucht werden, die Gleichströme in Wechsel-



ströme proportionaler Größe umzusetzen und diese zu verstärken, oder es können Maßnahmen ergriffen werden, um beim Gleichstromverstärker die Schwankungen unterhalb einer Größe zu halten, die den Meßausschlag beeinflusst. Der erste Weg führt entweder zu einer periodischen Modulation der zu messenden Energie vor ihrer Umsetzung in elektrische Energie (Beispiel: Fotozelle mit Schlitzscheibe) oder zur Herstellung einer den Gleichstromwerten proportionalen Wechselspannung in einer wechselstromgespeisten Brückenschaltung [1]. Der zweite Weg führt zu Stabilisierungsschaltungen, von denen bereits eine große Zahl in der Literatur bekannt geworden sind [2]. Besonders schwierig wird die Aufgabe der Gleichstromverstärkung dann, wenn als weitere Forderung die Bereitstellung sämtlicher Betriebsspannungen aus den öffentlichen Versorgungsnetzen verlangt wird. Für ein Meßgerät der technischen Physik jedoch muß diese Forderung als selbstverständlich betrachtet werden, da jede Beschaffung und Wartung von besonderen Batterien eine große Unbequemlichkeit bedeutet. Zweck der folgenden Untersuchung ist, die untere Grenze der Meßempfindlichkeit mit netzbetriebenen Gleichstromverstärkern bei vernünftigem technischen Aufwand anzugeben.

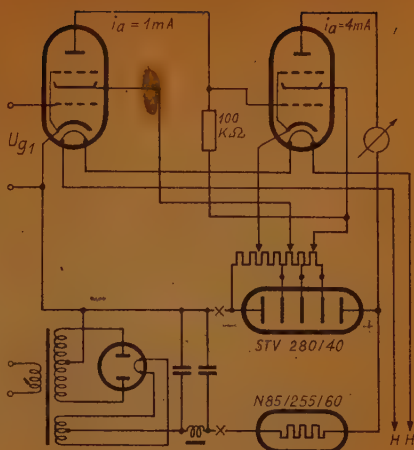


Abb. 1. Schaltung des Versuchsverstärkers

Der verwendete Versuchsverstärker hat die in Abb. 1 dargestellte Schaltung. Die Frage seiner Stabilisierung gegen Betriebsspannungsschwankungen zerfällt in zwei Teilprobleme: Stabilität in Abhängigkeit von der Anodenspannungsspeisung, und Abhängigkeit von der Heizungsspeisung. Die verwendeten Röhren waren Pentoden von der Art der AF 7, die für die vorliegende Untersuchung gegen die Röhren CF 7 und VF 7 ausgetauscht werden konnten, wodurch außerhalb des Heizkreises keine Veränderung stattfand. Die Kennlinie des Verstärkers zeigt Abb. 2. Für den geradlinigen Teil läßt sich aus dem Schaubild eine Gesamtsteilheit von

Abb. 2. Kennlinie des Versuchsverstärkers

$$S_{2,1} = \frac{50 \mu\text{mA}}{\text{Volt}}$$

ablesen. Diese Größe  $S_{2,1}$  eignet sich am besten, um die Eigenschaften der Gleichstromverstärker für die praktische Verwendung zu bestimmen. Wegen des sehr hohen Innenwiderstandes der verwendeten Röhren ist  $S_{2,1}$  nahezu unabhängig von dem im Anodenkreis der zweiten Röhre liegenden Außenwiderstand, und die Spannungsverstärkung ergibt sich zu  $S_{2,1} \cdot R_a$ . Will man die Eigenschaften des Verstärkers noch genauer umreißen, so kann man ein übriges tun und für höher werdende Außenwiderstände die Abhängigkeit der Betriebssteilheit  $S_{2,1}$  als Funktion von  $R_a$  angeben.

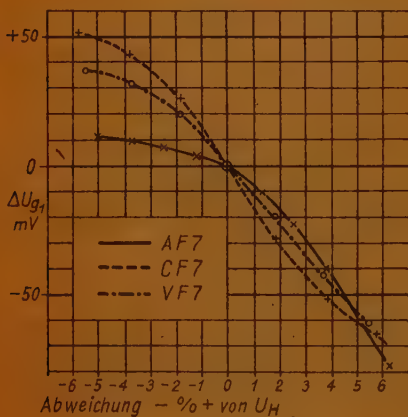
In der Versuchsschaltung wurden nun die Schwankungen des Anodenstromes in Abhängigkeit von den Netzspannungsschwankungen beobachtet, und zwar für die Anodenstrom- und Heizstromversorgung getrennt. Zur bequemen Vergleichbarkeit wurden alle Schwankungen mittels der Kennlinie der Abb. 1 auf äquivalente Schwankungen von  $U_{g1}$  umgerechnet. Die Neigung der gezeichneten Kurven in den Abb. 3 bis 5 stellt daher die Werte von

$$\frac{\partial U_{g1}}{\partial U_{\text{Netz}}}$$

dar. Diese Ausdrücke mögen Netzspannungsdurchgriff genannt werden. Für die praktische Arbeit wird jedoch wegen der Vergleichbarkeit der Einwirkungen bei allen Messungen  $\Delta U_{\text{Netz}}$  bzw.  $\Delta U_H$  in prozentualer Abweichung vom Sollwert angegeben. Es entstehen dann Ausdrücke von der Form:

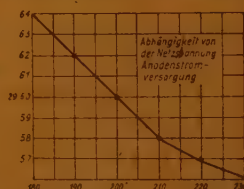
$$\frac{\partial U_{g1}}{\partial \% U_{\text{Netz}}}$$

die sich also auf die relative Netzspannungsänderung beziehen. Diese Darstellung ist gewählt worden, um vergleichbare Werte bei Betrieb mit verschiede-



Rechts Abb. 3.  
Einfluß  
der Netzspannungs-  
schwankungen

Links Abb. 4.  
Ergebnis  
der Messungen



denen Netzspannungen zu erhalten. Während der erstgenannte Ausdruck den Namen Netzspannungsdurchgriff erhielt, ist Ausdrücken der zweiten Art der Name Netzschwankungsdurchgriff gegeben worden. (Anmerkung am Schluß.) Für die Untersuchung des vorliegenden Problems konnten nun abwechselnd  $U_H$  und  $U_A$  festgehalten

(durch Speisung aus Batterien) und die Netzspeisung über einen Regeltransformator vorgenommen werden. Abb. 3 zeigt bei festgehaltener Heizung den Einfluß der Netzspannungsschwankungen auf die Anzeige über das glimmstabilisierte Anodenspannungsgerät, also den Wert des Ausdrucks:

$$\left( \frac{\partial U_{g1}}{\partial \% U_{\text{Netz}}} \right)_{U_H = \text{const.}}$$

Aus der Kurve der Abb. 3 läßt sich ein Zahlwert von 0,35 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$  ablesen. Diese Zahl bezieht sich auf die Verwendung eines Stabilisators STV 280/40 mit einem Vorwiderstand H 85—255/60 bei einer Spannung von ca. 100 Volt am Vorwiderstand. Ist man in der Lage mit der Gleichrichterspannung höher zu gehen, dann lassen sich die Werte noch verbessern.

Aus den Zahlenwerten geht hervor, daß für Genauigkeiten von einigen Millivolt eine Stabilisierung der Anodenspannung mittels Glimmspannungsteiler schon fast ausreichend wäre. Viel schwierigere Probleme wirft die Heizstromversorgung netzbetriebener Gleichstromverstärker auf. Die drei in die Schal-

(Fortsetzung auf Seite 203)



# Magnetismus

## Begriffsbestimmung:

Der magnetische Zustand wird dargestellt durch den magnetischen Fluß  $\Phi$ , der durch den betrachteten Querschnitt hindurchtritt, und versinnbildlicht als die Anzahl von Kraftlinien, deren Dichte die Stärke oder Größe der mechanischen bzw. elektrischen Wirkung bestimmt. Als Ursache des magnetischen Feldes besteht die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , die mit der Kraftliniendichte oder Induktion  $\mathfrak{B}$  durch die Induktionskonstante  $\Pi$  und die Permeabilität  $\mu_r$  verbunden ist:

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H} = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \mathfrak{H} \quad \mu_0 = 0,4 \pi 10^{-8} \text{ H/cm} \quad (\mu = \mu_r \cdot \mu_0)$$

Der Energieinhalt des magnetischen Feldes ist

$$W_m = \frac{1}{2} \mathfrak{H} \mathfrak{B} [\text{Ws}] \quad \mathfrak{H} \left[ \frac{\text{A}}{\text{cm}} \right] \quad \mathfrak{B} [\text{Vs cm}^{-2}]$$

## Meßgrößen und Formelzeichen:

Meßgröße	Zeichen	Einheit im techn.   absol. Maßsystem		Bezeichnung	Zeichen
Magn. Feldstärke	$\mathfrak{H}$	A/cm	Oe Oerstedt	Magn. Widerstand	$R_m$
Magn. Spannung	V	A	—	Querschnitt .....	q
Magn. Induktion	$\mathfrak{B}$	Vs/cm <sup>2</sup>	Gauß [G]	Windungszahl <sup>1</sup> ...	w
Magn. Fluß .....	$\Phi$	Vs	Maxwell	Frequenz .....	f
Koerzitivkraft ..	$\mathfrak{H}_0$	—	Oe	elektrische	
Remanenz .....	$\mathfrak{B}_r$	—	Gauß	Spannung .....	e
Induktions-				Primärleistung ..	N
konstante .....	$\mu_0$	H/cm		Stromdichte .....	i
Absolute				Luftpalt .....	$\delta$
Permeabilität ..	$\mu$			Stromstärke .....	I
Relative				Kraft .....	P
Permeabilität ..	$\mu_r$	—	—		
Hysteresse-Arbeit	$A_h$	Ws/cm <sup>3</sup>			
Hysteresse-					
Verlust .....	$N_h$	W/kg <sup>3</sup>			
Hysteresse-					
Konstante ...	$\epsilon$				
Wirbelstrom-					
verlust .....	$N_w$	W/kg			
Wirbelstrom-					
konstante .....	$\sigma$				

$$1 \text{ Aw/cm} = 0,8 \text{ Oe}$$

$$1 \mu \text{ Vs/cm}^2 = 100 \text{ G}$$

Permeabilität  $\mu_r$  ist eine Stoffkonstante, die für Luft als 1 definiert ist. Für die meisten Stoffe ist sie ebenfalls 1 mit Ausnahme der ferromagnetischen Stoffe, für welche sie ein hohes Vielfaches davon und von der Induktion abhängig ist. Für paramagnetische Stoffe ist  $\mu_r > 1$ , für diamagnetische Stoffe ist  $\mu_r < 1$ , wobei  $\mu_r = \text{const.}$

### Ferromagnetismus:

Nachdem die Verhältnisse für Luft in den Unterlagen über Induktivität behandelt worden sind, soll hier der magnetische Kreis mit Eisen behandelt werden. Der Zusammenhang zwischen  $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{H}$  wird am einfachsten graphisch dargestellt (Abb. 1). Die Steilheit dieser Kurve ist die Permeabilität  $\mu$  (Abb. 2).

Die  $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ -Kurve kann angenähert mathematisch durch die Funktion  $\mathfrak{B} = 140 (ah + bh^3 + ch^5)$  beschrieben werden ( $h \leq 1$ ).

Hierbei ist  $h = \mathfrak{H}/\mathfrak{H}_{\max}$  und  $a = 2,45$ ,  $b = -3,80$ ,  $c = 2,33$ ,  $\mathfrak{H}_{\max} = 14 \text{ Aw/cm}$ . Dabei ist Hysterese nicht berücksichtigt.

Unter **Hysterese** versteht man das Zurückbleiben der Induktion hinter der verursachenden Feldstärke. Durch sie wird die Magnetisierungskurve zu einer Schleife, deren Energieinhalt einen Verlust  $N_h$  darstellt.  $N_h = \oint \mathfrak{H} d\mathfrak{B} [\text{Ws/cm}^2]$ .

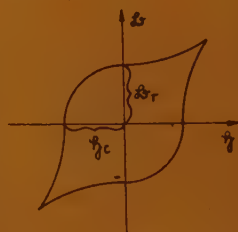
( $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{H}$  in technischen Maßeinheiten)

$$N_h = \sigma \left( \frac{f}{100} \right)^2 (\mathfrak{B} \cdot 10^{-2})^2 \left[ \frac{\text{W}}{\text{kg}} \right] \text{ (nach Richter)}$$

**Remanenz** ist der Wert  $\mathfrak{B}_r$  für  $\mathfrak{H} = 0$ .

**Koerzitivkraft** ist der Wert  $\mathfrak{H}_0$  für  $\mathfrak{B} = 0$ .

**Wirbelströme** werden durch ein magnetisches Wechselfeld im Magneteisen induziert, die sich in ihm in Wärme umsetzen. Daher werden die Kerne lamelliert, wobei Blechstärken von 0,35 und 0,5 mm, einseitig mit Papier beklebt, oxydiert oder lackiert, verwendet werden. Aus diesem Grunde ist der magnetisch wirksame Querschnitt bei geschichteten Kernen um den Faktor 0,87 nach 0,9 herabgesetzt.



$$N_h = \sigma \left( \frac{f}{100} \right)^2 (\mathfrak{B} \cdot 10^{-2})^2 \left[ \frac{\text{W}}{\text{kg}} \right] \text{ (Richter)}$$

$\sigma$  und  $\epsilon$  sind Stoffkonstante.

### Berechnung des magnetischen Kreises

Es ist möglich, eine dem Ohmschen Gesetz analoge Formel zu bilden und hierbei die Begriffe der magnetischen Spannung  $V$ , des magnetischen Widerstandes  $R_m$  und des magnetischen Flusses einzuführen.

$$\Phi = V/R_m; \quad R_m = \frac{l}{\mu \cdot q}$$

Bei verschiedener Größe des Widerstandes im magnetischen Kreise berechnet man die Teilabschnitte und addiert die magnetischen Spannungen.

Es ist also:  $R_m = \sum_v \frac{l_v}{\mu_v \cdot q_v}$   $l_v$  Weglänge in cm,  $q$  Querschnitt in  $\text{cm}^2$ ,  $V = w \cdot I [\text{Aw}]$

Widerstandsberechnung für ungleichmäßigen Luftspalt zwischen Äquipotentialflächen: in diesem Fall treten die Kraftlinien senkrecht

aus und bilden ein beliebig unterteilbares Maschennetz. Jede Masche hat bei der Tiefe 1 cm den Widerstand  $r = b/a$ , der bei quadratisch entworfenem Netz zu 1 wird. Sind nun  $n$  Maschen hintereinander geschaltet, so ist der Widerstand  $n$ -mal so groß. Es ist der Teilfluß je Masche  $d\Phi = V_L \frac{\mu_0}{n}$  und damit



die Luftspaltinduktion an der Stelle  $x$ :

$$\mathfrak{B}_L = \frac{V \mu_0}{a \cdot n}$$

Häufig ist es zulässig, bei Berechnungen die magnetische Spannung für den Eisenweg gegenüber der für den Luftweg zu vernachlässigen.

### Magnetischer Kreis mit Wechselstromerregung:

Bei ferromagnetischen Stoffen ist infolge der Krümmung der  $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ -Kennlinie bei sinusförmigem Fluß der Strom nicht mehr sinusförmig. Er enthält ohne Berücksichtigung der Hysterese nur ungeradzahlige Oberwellen, insbesondere die dritte Harmonische. Sein Scheitelfaktor ist etwa 2. Die induzierte Spannung  $e = 4,44 \cdot fwq \mathfrak{B}$  [V].

### Stoffkunde:

Ferromagnetische Stoffe sind hauptsächlich Fe, Co, Ni.

Weiches Eisen besitzt geringe Hystereseverluste.

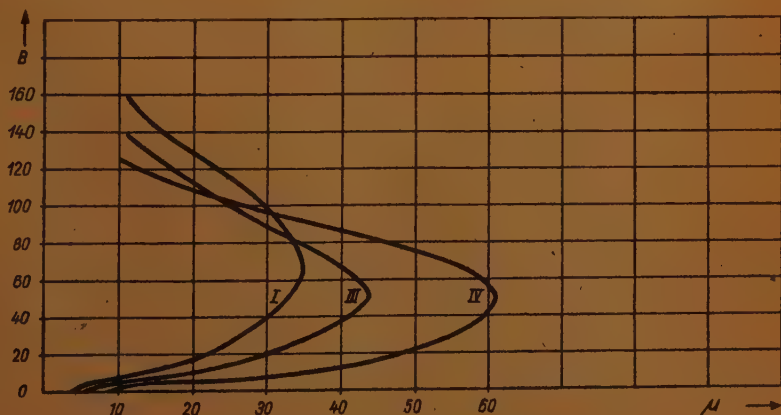
Siliziumhaltiges Eisen hat geringe Wirbelstromverluste.

Harter Stahl hat hohe Remanenz.

Eisen mit 25% Ni oder 10% Mn ist unmagnetisch.

Bei Temperaturen von  $\approx 700^\circ$  verschwindet der Magnetismus (Curiepunkt).

$\mu$  Vs cm<sup>-2</sup>



Permeabilitätskurven von Dynamoblechen



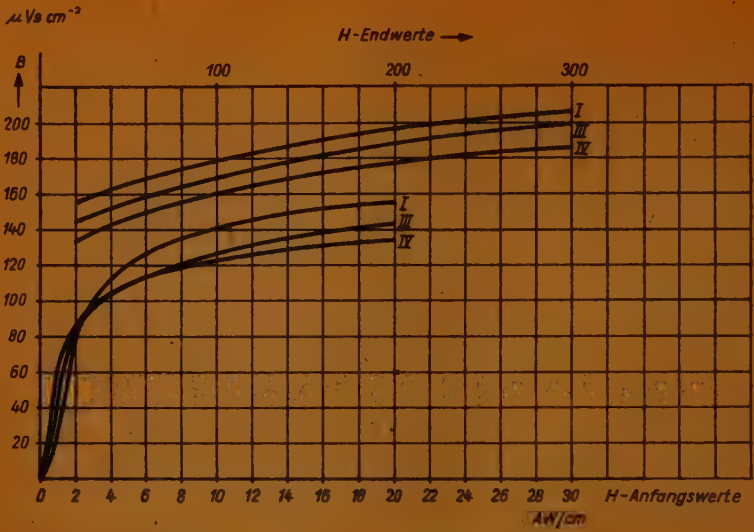


Abb. 2. Magnetische Diagramme von Dynamoblechen

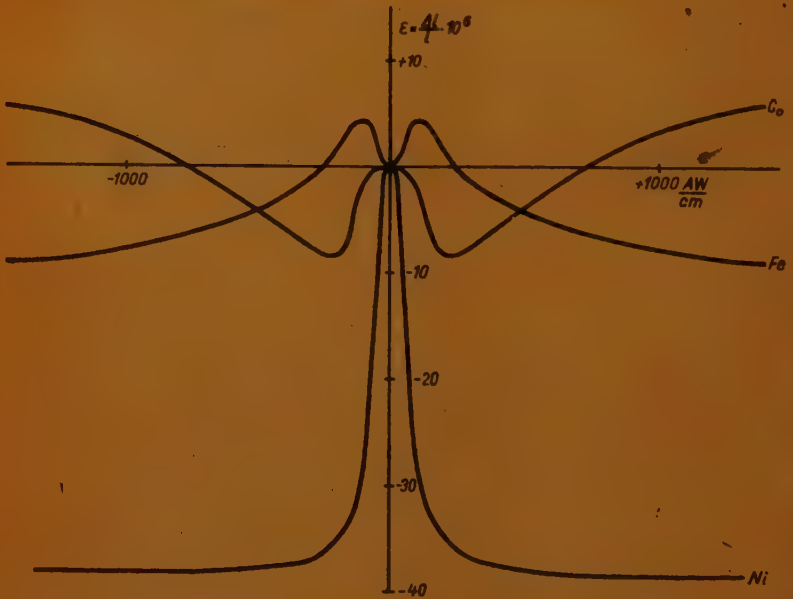


Abb. 3. Magnetische Dehnungskurven

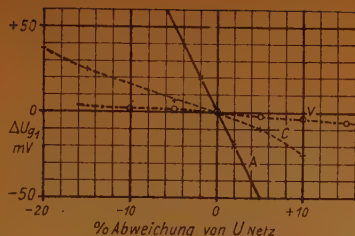


Abb. 5.

Kurven der unregulierten A-Katoden

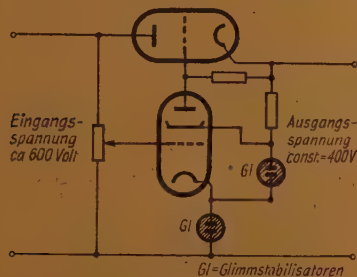


Abb. 6. Elektronische Regelschaltung

(Fortsetzung von Seite 202)

tung einsetzbaren Röhrentypen AF 7, CF 7 und VF 7 haben Heizströme von 0,65 A 0,200 A und 0,05 A. Die Röhren sind im übrigen identisch aufgebaut, so daß der Unterschied nur in der Ausführung des Heizers im Katodenröhrchen besteht. Es stand also zu erwarten, daß bei dem gleich aufgebauten System eine relative Heizspannungsschwankung den gleichen Einfluß haben würde, wenn nicht durch verschiedene thermische Eigenschaften der Katoden Abweichungen verursacht würden. In der Tat ergaben Messungen, deren Ergebnisse in Abb. 4 dargestellt sind, die erwartete Parallelität der Kurven im Arbeitsbereich. Die abzulesende Steilheit

$$\left( \frac{\partial U_{g1}}{\partial \% U_{\text{Netz}}} \right)_{U_A = \text{const.}}$$

hat den Wert 10 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$  einen Wert, der zeigt, daß keine Hoffnung besteht, netzbetriebene Gleichstromverstärker ohne besondere Stabilisierungseinrichtungen der Heizkreise zu bauen. Wegen des hohen Stromes von

0,65 A bei den A-Röhren gibt es keine geeigneten Stabilisierungsmöglichkeiten für diese Katodenart. Für die C-Katoden ist eine gewisse Stabilisierungsmöglichkeit mit 200 mA Eisenwasserstoff-Widerständen gegeben. In Abb. 5 sind die Kurven für die unregulierten A-Katoden sowie für eisenwasserstoffgeregelter C-Katoden eingezeichnet. Der bereits oben genannte Wert von 10 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$  wird, wie ersichtlich durch Regelung mittels Eisenwasserstoff-Widerstand auf 1,66 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$  herabgedrückt. Hierbei darf jedoch nicht vergessen werden, daß wegen der Trägheit der EW-Widerstände kurzzeitige Schwankungen nicht hinreichend schnell nachgeregelt werden. Bei den mit einer 50mA-Katode ausgestatteten V'-Röhren jedoch ist der Heizstrom bereits so gering geworden, daß seine

Stabilisierung ebenfalls mit Glimmstrecken vorgenommen werden kann, was bei höheren Strömen zu einem untragbaren Aufwand führt. Eine Kurve für die

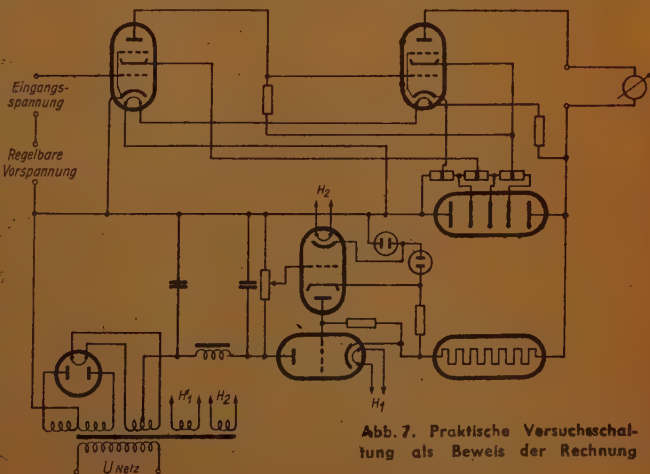


Abb. 7. Praktische Versuchsschaltung als Beweis der Rechnung

Regelung der Heizung von V-Röhren mittels des Philips-Glimmstabilisators 100 E 1 (Innenwiderstand ca. 150  $\Omega$ ) ist ebenfalls in Abb. 5 eingetragen. Der Wert für

$$\left( \frac{\partial U_g}{\partial \% U_{\text{Netz}}} \right)_{U_A} = \text{const.}$$

ergibt sich zu 0,31 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$ . Dieser Wert ist bereits kleiner als der Wert, der oben für die Anodenspannungsstabilisierung angegeben wurde. Für die Herstellung eines vollnetzbetriebenen Verstärkers sind die Werte für Heizspeisung und Anodenspeisung zusammenzuzählen. Es ergibt sich demnach ein Mittelwert von etwa 0,65 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$ .

Bei der Verwendung von technischen Gleichstromverstärkern für Auslösung eines Regel- oder Anzeigevorganges mag diese Konstanz in vielen Fällen schon ausreichend sein. Für physikalische Messungen müssen Maßnahmen ergriffen werden, die noch eine weit höhere Konstanz gewährleisten. Hier hilft das Prinzip der Verwendung von Röhren mit indirekter Heizung und geringem Heizstromverbrauch, wie bereits oben angegeben, in Verbindung mit elektronischen Spannungsregelgeräten (Anmerkung). Trennt man in Abb. 1 an den mit XX bezeichneten Stellen den Gleichrichter von der Schaltung ab und führt die mit HH bezeichneten Enden des Heizkreises über den benötigten Wider-

stand von  $\frac{180 \text{ V}}{50 \text{ mA}} = 3600 \text{ Ohm}$  an die Enden des Stabilisators, so erhält man

bei Bestückung des Gerätes mit zwei VF 7-Röhren eine Anordnung, die bei Speisung an den mit XX bezeichneten Stellen mit einer konstanten Gleichspannung von 380 bis 400 Volt einen äußerst konstanten Gleichstromverstärker darstellt. Die Speisung mit einer derartigen konstanten Spannung ist möglich mit einer elektronischen Regelschaltung, wie sie in Abb. 6 dargestellt ist. An derartigen Regelschaltungen, die im Prinzip als bekannt angesehen werden, wurden für den vorliegenden Zweck Untersuchungen der Konstanz durchgeführt. Über weitere Untersuchungen an solchen Geräten wird später gesondert berichtet werden. Für 400 Volt ist zwischen 170 und 250 Volt Netzspannung die Schwankung der Ausgangsspannung kleiner als 0,1%. Unter Verwendung des obengenannten Wertes von 0,65 mV/1%  $U_{\text{Netz}}$  läßt sich jetzt also eine Konstanz des Anodenstromwertes von 0,065 mV für Netzspannungen zwischen 170 und 250 Volt errechnen, ein Wert, der durch die praktischen Versuche an der Schaltung, wie sie in Abb. 7 dargestellt ist, erwiesen wurde.

Zur praktischen Verwendung der beschriebenen Verstärker in der physikalischen Meßtechnik ist es nötig, noch dafür zu sorgen, daß die Einstellung des Arbeitspunktes auf der Kennlinie bequem erfolgen kann. Bei der Betrachtung der Kennkurve Abb. 2 ist zu entnehmen, daß der eingangsseitige Arbeitsumfang nur eine Größe von 0,1 Volt hat. Viele der in der Physik zu untersuchenden Effekte liefern jedoch Spannungen, die diesen Betrag weit überschreiten, und die Aufgabe besteht oft darin, geringe Schwankungen um den sich einstellenden Mittelwert zu messen. Ein Beispiel hierfür ist die Fotozelle mit einem gewissen konstanten Vorlicht (z. B. das Streulicht eines Spektrographen), mit der geringe Beleuchtungen oberhalb dieses Vorlichtes angezeigt werden sollen (schwache Linie). Hierbei kann es sein, daß das Vorlicht bereits einen Eingangsspannungswert von mehr als 0,1 Volt erzeugt. Es muß also mittels einer Vorspannung der Arbeitspunkt des Verstärkers in die Mitte der Kennlinie zurückverlegt werden. Die Einstellung der Vorspannung muß also einerseits den Betrag von einigen Volt überdecken, andererseits aber eine bequeme Veränderung um



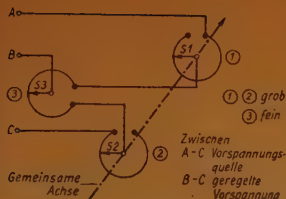


Abb. 8. Schematische Darstellung der Grob- und Feineinstellung

Gibt man (1) und (2) Werte von 100 000 Ohm, (3) einen solchen von 100 Ohm, so entsprechen demselben Drehwinkel der Grobskala und Feinskala Spannungswerte, die sich wie 1000 zu 1 verhalten. Somit ist mit einer derartigen Anordnung eine bequeme Einstellung des Arbeitspunktes leicht möglich.

**Zusammenfassung:** Es wird über die Möglichkeit des Betriebes von Gleichstromverstärkern mit Netzanschluß berichtet. Durch Anwendung des Prinzips der Heizung von Röhren mit indirekten Katoden mit elektronisch geregelten Strömen gelingt es, Verstärker hoher Konstanz zu bauen. Hierdurch besteht die Möglichkeit, einen stets betriebsbereiten Gleichstromverstärker an Stelle subtiler Meßgeräte einzusetzen und damit einen Schlüssel für viele neue physikalische Entdeckungen zu schaffen.

Herrn Heinz Quaritsch sei an dieser Stelle besonders für seine Entwicklungsarbeit an den Regelgeräten gedankt.

## Literatur

- [1] F. Kerkhof, Gleichspannungsverstärkung mit einer Hochfrequenzgegentaktschaltung. Z. f. techn. Physik 23, 267 (1942).
- [2] Bedeau, F. et Herman, L., Nouveau amplificateur à lampes pour courants faibles. C. R. 206, 5 922 ... 924 (1938) 8 — Nielsen, J. O., Eine Methode zur Verbesserung der Nullpunktstabilität von mehrstufigen Gegentakt-Gleichstromverstärkern. E. N. T. Bd. 14, Nr. 5 S. 162 ... 167 — Rogozinski, Anatole, Verfahren zur Stabilisierung eines Röhrenspannungsmessers. B. Tech. Acad. Sci. Paris 208, 427/19 1939.

## Anmerkung:

(1) Die hier neu eingeführten Ausdrücke Netzspannungsdurchgriff bzw. Netzschwankungsdurchgriff stellen den Durchgriff einer Schwankung der Netzbetriebsspannung durch ein elektrisches Meßsystem dar. Sie eignen sich nicht nur wie im vorliegenden Falle für die Charakterisierung von Gleichstromverstärkern, sondern ganz allgemein für netzbetriebene Geräte der elektrischen Nachrichtentechnik und der physikalischen Meßtechnik. Man kann z. B. bei einem Wechselstromverstärker bei konstanter Eingangsamplitude die Schwankung der Ausgangsspannung beobachten, die durch die Schwankungen der Netzspannung verursacht wird. Bei Rückrechnung der entsprechenden Eingangsspannung aus der Verstärkungszahl wird die kleine Eingangsschwankung erhalten, die die untere Grenze der Meßgenauigkeit angibt.

Auch für Oscillatoren läßt sich ein analoger Ausdruck bilden von der Form

$$\frac{\partial f}{\partial \% U_{\text{Netz}}}$$

der die Frequenzkonstanz zahlenmäßig anzugeben gestattet.

(2) Das Prinzip der Heizung von indirekt geheizten Röhren geringen Stromverbrauches mittels elektronisch geregelter Ströme ist gleichfalls nicht auf den beschriebenen Gleichstromverstärker beschränkt. Bei allen Meßgeräten, bei denen besondere Anforderungen an die Konstanz der Verstärkungszahl oder Konstanz der Frequenz gestellt werden, erweist sich dieses Prinzip als sehr wirksam. Für die Anwendung dieses Prinzips sind neben den deutschen V-Röhren besonders die österreichischen Ostarröhren der Firma Ganz u. Co. in Wien geeignet, die einen Stromverbrauch von nur 24 mA haben.

# Ultrakurzwellen-Ausbreitung

## Übersicht über die Theorien und das Schrifttum

(2. Fortsetzung und Schluß)

### B. Die Ausbreitung über mittlere Entfernungen

● Burrows, Decino, Hunt [11a] (Bell-Laboratorien) haben Messungen bei horizontaler Polarisierung im Bereich von 17 bis 150 MHz ( $\lambda = 17,7$  bis 2 m) durchgeführt, mit Antennenhöhen von 2 bis 25 m. Die Empfangsfeldstärke zeigte sich mit Abweichungen von 0,3 db als proportional zur Höhe der Empfangsantenne bei ebenem Gelände. Die Ausbreitung entsprach im wesentlichen dem D<sup>2</sup>-Gesetz. Die Abweichungen davon nehmen mit der Entfernung ab:

D = 9,4	26,3	44,5	72,5 km
mittlere Abweichung = 0,2	0,7	— 8,4	— 15,5 db

(— 15,5 db  $\approx \frac{1}{2}$ ); die ersteren beiden Entfernungen ent-

sprechen ebener, die anderen gekrümmter Erde. Die beiden kürzeren Entfernungen waren fadingfrei; bei 72,5 km (34,6 MHz) betrug die größte Schwankung 20 db.

Eine zweite Arbeit [11b] der gleichen Verfasser ist betitelt: „Stabilität von 2 m-Wellen“. Verwendet wurde auch horizontale Polarisierung (Richtantennensysteme von 4 bzw. 6  $\lambda/2$ -Dipolen) auf Türmen von 70 bzw. 50 m im Sender bzw. Empfänger. Die benutzte Strecke von 60,6 km ist in Wirklichkeit nach dem dargestellten Profil nicht optisch, doch wird sie es für die Berechnung, wenn man den auf Grund atmosphärischer Strahlenbrechung vergrößerten Erdradius ansetzt. Die Feldstärke wurde ein Jahr lang automatisch aufgezeichnet; es wurden Fadings der verschiedensten Art und Dauer beobachtet, auch lange Zeiten sehr störungsfreien Empfangs. Nachts treten stärkere Fadings und Feldstärken größerer Intensität auf als tags; das stärkste Fading betrug etwa 20 db. Es werden berechnete Werte für den sogenannten Schattenfaktor mitgeteilt, einerseits nach der Reflexionsmethode der Verfasser, andererseits nach v. d. Pol berechnet, wobei jedoch die letzteren besonders stark von den gemessenen Werten abweichen. Die Verfasser ziehen daraus den Schluß, daß die Annahme einer gleichmäßigen Atmosphäre und ideal kugelförmigen Erde sogar für diese verhältnismäßig kurze Entfernung nicht berechtigt sei, daß andererseits ihre eigene Berechnungsmethode eine nützliche Annäherung für die durchschnittliche Feldstärke darstelle.

Beverage [14], RCA, bezieht sich in seinem vergleichenden Bericht ebenfalls auf das D<sup>2</sup>-Gesetz; er weist zunächst darauf hin, daß nach diesem hohe Frequenzen günstig sind. Für größere Höhen von Sender und Empfänger sowie kurze Entfernungen ist es, da auf Grund einer Näherung abgeleitet,

nicht brauchbar, wie Versuche zwischen Empire State Building und Flugzeug erwiesen haben. Über Seewasser besteht, wie Versuche bestätigt haben, ein starker Unterschied zwischen vertikaler und horizontaler Polarisation zu Ungunsten letzterer, der jedoch bei großen Höhen beider Antennen verschwindet. Bei Richtantennen muß deren Charakteristik in die Rechnung einbezogen werden.

Jenseits des Horizontes ist, wie Beverage aus einer Versuchsreihe von Wickizer nachweist, das  $D^{-2}$ -Gesetz nicht mehr gültig, sondern eine Kurve mit  $D^{-3,6}$  ergibt die beste Übereinstimmung mit den Meßwerten. (Sender auf dem Empire State Building 41 MHz; 1,2 kW.) Auch eine andere Beobachtungsreihe (RCA-Building, horiz. Antenne, 41 MHz, 80 W) stimmt gut mit der Annäherung erst durch  $D^{-2}$ , dann  $D^{-3,6}$  überein. Bei 91,8 MHz (horizontal oder vertikal) ergab eine Meßreihe von Trevor und George jenseits  $D^{-5}$ , eine andere bei 411 MHz  $D^{-9}$  als Abfall jenseits des Horizonts, während vorher  $D^{-2}$  gilt. Außerhalb der optischen Sicht ergibt sich also ein mit der Frequenz stark zunehmender Abfall, wie in einer Kurve in [14] dargestellt ist. Die Feldstärkenkurven  $E = f(D) \approx D^{-N}$  selbst werden zweckmäßig auf log-log-Papier aufgetragen, wobei sich Gerade mit der Steigung  $\lg \alpha = -N$  ergeben bzw. zu den eingetragenen Meßpunkten wird die Gerade mit der passendsten Steigung gewählt. Über Land besteht kein großer Unterschied zwischen horizontaler und vertikaler Polarisation. Eine sehr wertvolle Übersicht und einen Vergleich zwischen theoretischen Kurven und experimentellen Daten gaben Smith, Rose und Stickland [36]. Besprochen werden hier Messungen von Burrows, Colvell und Friend, Trevor und Carter und George, Post office. Die Übereinstimmung zwischen berechneten Kurven und eingetragenen Meßwerten ist im allgemeinen recht gut. Für ebene Erde (geringere Entfernungen) wird das  $D^{-2}$ -Gesetz, für gekrümmte Erde und atmosphärische Brechung auf die Arbeiten von Eckersley Bezug genommen.

Ochmann und Plendl [25] haben über eine große Zahl von Messungen berichtet, die durch die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt vorgenommen wurden. Die Messungen beziehen sich in der Hauptsache auf Empfang durch Flugzeuge in größeren Höhen und berücksichtigen besonders die Strahlenbrechung in der Atmosphäre, in Übereinstimmung mit den hier bereits besprochenen theoretischen Arbeiten von Eckart und Plendl. Interessant ist, daß auch Sekundärreflexionen nachgewiesen wurden, die dadurch entstehen, daß ein nach Brechung zum Boden niedergekrümmter Strahl dort wieder reflektiert wird. Die Folge sind Aufspaltungen und Unregelmäßigkeiten im Höhendigramm.

### C. UKW-Ausbreitung auf sehr große Entfernungen

Verschiedentlich sind außerordentlich große Reichweiten gemessen worden, die auf Grund der bisher behandelten Theorien nicht erklärt werden können und auf Fortleitung innerhalb der Atmosphäre bzw. Spiegelung an höheren Schichten zurückzuführen sind (Sky-Wave-Transmission), wie aus der KW-Technik bekannt ist. Derartige Verbindungen sind heute noch im wesentlichen als Zufälle anzusehen, außerdem sind sie sehr unzuverlässig und weisen stärkste Störungen auf. Wieweit sie praktische Bedeutung gewinnen werden, ist noch nicht vor auszusehen; jedenfalls bedürfen sie noch gründlicher Untersuchungen



zur Klärung der Ausbreitungsvorgänge und der räumlich und zeitlich bedingten Störungsursachen. Um den Störungen zu begegnen, um einzelne Weitverbindungen, etwa für Fernsehen, zu errichten, wird der Einsatz aller verfügbaren Mittel der Technik, wie Mehrfachempfang, Benutzung verschiedener Frequenzen und Auswahl der jeweils stärkeren Sende- und Empfangsantennen mit veränderlicher Charakteristik und dgl. notwendig sein. Im folgenden soll auf einige Arbeiten, in denen die UKW-Ausbreitung auf weite Entfernungen (3200 km) behandelt ist, eingegangen werden.

Beverage [14] hat über 5 m-Empfang durch Amateure auf 1400 km berichtet; als Erklärung dieser Reichweiten nimmt er an, daß die Wellen durch ungewöhnlich starke sporadische E-Regionen-Ionisation niedergebeugt worden seien. Systematisch untersucht wurden solche Weitausbreitungserscheinungen für die Fernschwellen (40 bis 45 MHz) durch D. R. Goddard [37], der in Riverhead den Londoner, den Pariser und den Berliner Fernsehsender empfing. Zum Empfang diente eine Rhombusantenne. Die Meßergebnisse zeigen gewisse Zusammenhänge mit der Höhe und den kritischen Frequenzen der  $F_2$ -Schicht. Es wird angenommen, daß die Wellen den Atlantik in zwei Sprüngen überqueren. Aufgenommene Fernsehbilder, von denen eines dort wiedergegeben ist, zeigten Mehrfachbilder, die auf verschiedene Wege zurückzuführen sind, in einem Falle mit einer Zeitdifferenz von 3,5  $\mu$ s.

Auch von anderer Seite ist über Empfang des Londoner Fernsehsenders in Amerika berichtet und derselbe durch Aufnahme belegt worden. E. H. Conclin hat die Ausbreitung bei 56 MHz, im Zusammenhang mit gleichzeitigen Messungen der E-Schicht durch das Bureau of Standards, über Monate untersucht. Es bestätigt sich, daß die Verbindung bei dieser Frequenz über 700 bis 2000 km durch Reflexionen an der sporadischen Schicht zustande kommt. Eine Schichthöhe von 100 bzw. 130 km ergibt maximale Reichweiten von 1041 bzw. 1225 miles.

H. A. G. Heß [39] hat die Ausbreitung von Wellen unter 11 m auf große Entfernungen durch das ganze Jahr 1936 hindurch meßtechnisch verfolgt. Er kommt zu dem allgemeinen Schluß, daß die Ausbreitung zwischen 8 und 11 m auf Entfernungen von mehreren tausend Kilometern durch das ganze Jahr hindurch nach dem Wandel der Tages- und Jahreszeiten entsprechender Gesetzmäßigkeit verfolgt werden könne. Dagegen stelle die Ausbreitung auf Europa-Entfernungen von mehreren hundert Kilometern keine Regelmäßigkeit dar und trete nur gelegentlich während der stärksten Ionisation durch die Sonne, im Sommer bei Tag, in Erscheinung.

Im wesentlichen wurden Oberschwingungen kommerzieller Stationen, deren Leistung nur klein ist (zwischen 10 und 100 W), beobachtet. Die Fernsender Berlin (6,9 und 7,1 m) wurden über die große Entfernung von 530 km in Ulm empfangen. Von dem großen Material, zu dem zahlreiche Kurven für die einzelnen Monate und Tageszeiten gehören, soll hier nur wenig herausgegriffen werden. So ist z. B. eine Ausbreitung um 10 m nach Südafrika (Nord-Süd), Berlin—Kapstadt etwa 9000 km während des ganzen Jahres zu bestimmten Tageslichtzeiten regelmäßig vorhanden. Eine Ausbreitung in Ost-West-Richtung (Europa-Nordamerika oder Europa-Ostasien) ist nur während des Winterhalbjahres zu bestimmten Tageszeiten regelmäßig nachzuweisen (Berlin-Rockey Point etwa 7000 km). Störungen der Ionosphäre wirken sich gerade

zwischen Europa und der amerikanischen Westküste besonders stark aus. Der Fernsehsender London (7,2 m) wurde nach Berichten einer Beobachtungsstation in Südafrika oftmals mit großer Feldstärke empfangen, wenn der entsprechende Großkreis unter Sonnenbestrahlung stand. Ebenso kam die 8-m-Welle zwischen Europa und Nordamerika nur zur Zeit stärkster Tagesionisation auf dem verbindenden Großkreis durch.

Auf Europaentfernungen war zunächst ein Einfluß der erdmagnetischen Änderungen nicht festzustellen, wie überhaupt die Ursachen beider Ausbreitungsarten völlig verschieden zu sein scheinen. Die Ultrakurzwellen-Ausbreitung auf Europaentfernungen fällt stets mit starker Ionisation der Kenelly-Heavisideschicht zusammen (besonders D-Schicht), wie aus den gleichzeitigen Echolotungen bei 62 m hervorgeht; irgendeine Regelmäßigkeit kann nicht erkannt werden.

Auch E. Fendler [40] hat über Ultrakurzwellen-Fernausbreitung (Raumausbreitung) berichtet; als Grenzwelle wird die jeweils kürzeste noch reflexionsfähige Welle bezeichnet. Die Grenze zwischen Kurzwellen und quasioptischen Wellen schwankt je nach den Übertragungsbedingungen zwischen 16 und 4 m.

Wieweit für UKW-Fernausbreitung Erklärungen wie von K. Uller [41], der eine an der Unstetigkeitsebene geführte Planwelle annimmt, oder von O. v. Schmidt gültig sind, bedarf noch weiterer Untersuchungen. Der letztere spricht von einer wandernden Reflexion. Die betreffende Grenzwelle soll an der F-Schicht entlanglaufen und kontinuierlich herabstrahlen. Sprungentfernungen und Umlaufzeiten sollen sich auf diese Weise berechnen lassen.

## V. Meßanordnungen zur Untersuchung der UKW-Ausbreitung

Auf die Meßmethoden und Anordnungen, die in den einzelnen Arbeiten beschrieben sind, soll hier nur kurz eingegangen werden. Bei allen wurden  $\lambda/2$ -Antennen, in wenigen Fällen auch Kombinationen von solchen verwendet; spiegelartige Reflektoren wurden nur in einem Falle [30] benutzt. Rhombusantennen für Weitempfang wurden benutzt von [37] und [39]. Die Antennen waren in den meisten Fällen in korrekter Weise durch Hochfrequenzkabel mit dem Sender oder Empfänger verbunden bzw. an diesen angepaßt; empfangsseitig wurden durchweg Überlagerungsempfänger benutzt, teilweise, mit geeichter Dämpfung im ZF-Teil [11c], die bei [28] gemäß Schaltbild durch Gittervorspannung bewirkt wurde (Methode konstanter Ausgangsspannung, bei der jede Übersteuerung vermieden wird). Auch kapazitive Schwächung im Eingang kommt vor. In anderen Fällen, insbesondere bei Registrier-Instrumenten, wurde die Ausgangsspannung, bei moduliertem Sender mittels Tonfrequenz-Instrumentes, gemessen. Automatische Registrierungen und Beobachtung der zeitlichen Änderungen (Fading) bei konstanter Entfernung findet sich in [11a], [11c], [25], bei Geländefahrten und Stadtausbreitungsmessungen wurden schreibende Meßgeräte von [27] verwendet. Das ganze für Fernsehsendungen notwendige Band von etwa 5 MHz wurde mittels einer automatischen, einem Pegelschreiber ähnlichen Einrichtung durchgedreht und aufgezeichnet bei [29]. Der Empfänger hatte dabei geringe Durchlaßbreite und wurde im Gleichlauf mit dem Sender automatisch eingestellt. Die Frequenzkurve des Empfängers geht bei dieser Methode nicht in die Messung ein. Mehrfach wurde der Empfänger mittels eines Hilfsgenerators von bekannter Feldverteilung geeicht.

Eine Methode zur Bestimmung der absoluten Feldstärke vom Sender aus bei geringer Entfernung ist in [11a] beschrieben. Dort wird die Höhe der Empfangsantenne verändert, und aus den sich ergebenden Maxima und Minima die absolute Feldstärke ermittelt. Auch die Erdbodeneigenschaften können bei geringer, konstanter Entfernung durch Veränderung der einen Höhe ermittelt werden.

## Schluß

Während der Kriegsjahre ist die Ultrakurzwellenteknik sehr vielseitig eingesetzt, ihre zivile Anwendung, insbesondere im Fernsehen, dafür stark zurückgedrängt worden. Gerade für dieses wichtige Gebiet, das in Berlin seit 1943, wo der Fernsender zerstört wurde, zur Zeit leider völlig still liegt, bildet sie die Grundlage, so daß die Kenntnis der Ausbreitungsverhältnisse wichtig ist. Durch die Jahre des Krieges und Nachkrieges wurden Veröffentlichungen und Literaturbeschaffung weitgehend unterbunden, so daß in der angefügten Ergänzung des Literaturverzeichnisses [42...54], die keinerlei Anspruch auf Vollständigkeit erhebt und nur dem Leser den Zugang zu weiterem Material erleichtern soll, nur wenige Arbeiten angeführt sind.

## VII. Literatur

- [1] J. Zenneck, Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie, Ann. d. Phys. **23**, 846, 1907
- [2] H. Weyl, Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über einen ebenen Leiter, Ann. d. Phys. **60**, 481, 1919
- [3] A. Sommerfeld, Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie, Ann. d. Phys. **81**, 1135, 1926
- [4] K. F. Nießen, Über die entfernten Raumwellen eines vertikalen Dipol-senders oberhalb einer ebenen Erde von beliebigem  $\epsilon$  und  $\sigma$ , Ann. d. Phys. **18**, 893, 1933
- [5] M. J. O. Strutt, Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften, Ann. d. Phys. V. **1**, 721, 1929; V. **4**, 1, 1930; V. **9**, 67, 1931; V. **7**, 376, 1933
- [6] T. Walmsley, An investigation into the factors controlling the economic design of Beam Arrays, J. Inst. E. Eng. **74**, 513, 1934
- [7] R. M. Wilmotte, General formulae of the radiation distribution, J. Inst. E. E. **66**, 961, 1928
- [8] J. S. McPetrie, A graphical method for determining the magnitude and phase in the neighbourhood of an antenna, J. Inst. E. E. **69**, 290, 1931
- [8a] McPetrie u. Pressey, A method using horizontally polarized waves for the calibration of short waves field strength measuring sets by radiation, J. Inst. E. E. **83**, 210... 215, 1938
- [9] P. G. Violet, Reflexion und Brechung elektrischer Wellen am Erdboden, Hochfrequenztechnik **46**, 192, 1935
- [9b] Reflexion und Brechung elektr. und magnet. Wellen an der ebenen Trennfläche zweier Medien, ENT **14/6**, 210, 1937
- [10] Schelleng, Burrows, Ferrell, Ultra short wave propagation, Proc. Inst. R. E. **21/3**, 427... 463, 1933
- [11] Burrows, Decino, Hunt, Ultra short wave propagation over land, Pr. I. R. E., **23/12**, 1507... 35, 1935;
- [11b] Ultra short waves in urban territory, El. Engineering **54/1**, 115 bis 124, 193, Ref. ETZ 1935, S. 1389;
- [11c] Stability of two Meter waves, Pr. I. R. E., **26/5**, 516... 528, 1938
- [11c] Ch. Burrows, Radio propagation over spherical earth, Pr. I. R. E. **25/5**, 470 bis 480, 1935



- [12] Englund, Crawford, Mumford, Some results of a study of ultra short wave transmission phenomena, Pr. I. R. E. **21/3**, 484... 492, 1933
- [13] Trevor, Carter, Note on the propagation of waves below 10 m length, Pr. I. R. E. **21/3**, 387... 426, 1933, Ref. Hochfr. techn. **44**, 211, 1934
- [14] H. H. Beverage, Some notes on ultra high frequency propagation, R. C. A.-Review **1/3**, 76... 87, 1937
- [15] H. Poincaré, Über die Beugung Hertz-scher Wellen, Jahrb. Drahtl. Tel. **3**, 445, 1910
- [16] P. Debye, Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material, Ann. d. Phys. IV. **30**, 57... 136, 1909
- [17] G. N. Watson, The diffraction of electric waves by the earth, Proc. Roy. Soc. Lond. **95**, 89... 99, 1918
- [18] O. Laporte, Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen auf der Erdkugel, Ann. d. Phys. IV. **70**, 595... 624, 1923
- [19] B. v. d. Pol, Bremmer, The diffraction of electromagn. waves round a finetely conducting sphere, Phil. Mag. **24/159** 141... 179 u. 825... 864, 1937; **7/182**, 261... 275, 1939;
- [19b] Ergebnisse einer Theorie über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen über eine Kugel endlicher Leitfähigkeit, Hochfr. techn. **51/6**, 181... 187, 1938
- [20] T. L. Eckersley, Ultra short wave diffraction and refraction, J. I. E. E. **80**, 286... 304, 1937
- [21] P. Epstein, On the bending of electromagn. micro waves below the Horizon, Proc. Nat. Acad. Sci. **21**, 62... 68, 1935
- [22] von Handel und Pfister, Untersuchungen über das Strahlungsfeld von Ultrakurzwellen-Antennen, Hochfrq. techn. **46**, 8... 15, 1935
- [22b] Die Ausbreitung der Ultrakurzwellen (cm, dm, m) längs der gekrümmten Erdoberfläche, Luftfahrtforschung **13/3**, 92... 99, 1936 und Hochfrq. techn. **47**, 182... 90, 1936
- [23] G. Eckart und H. Plendl, Die Überwindung der Erdkrümmung bei Ultrakurzwellen durch die Strahlenbrechung in der Atmosphäre, Hochfrq. techn. **52/2**, 44... 58, 1938
- [24] G. Eckart, Die Beugungstheorie der Ausbreitung ultrakurzer Wellen, Hochfrq. techn. **52/2**, 58... 62, 1938
- [25] Ochmann und Plendl, Experimentelle Untersuchungen über die Ausbreitung der Ultrakurzwellen, Hochfrq. techn. **52/2**, 37... 44, 1938
- [26] R. M. Wundt, Über den Einfluß der Beugung auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Bereich jenseits des Horizontes auf Grund der Theorie von v. d. Pol und Bremmer, Z. Techn. Phys. **11**, 434... 439, 1938
- [27] Brit. Broadc. Comp. (B.B.C.), Field-strength-Measurements of the Alexandra Palace-Transmissions, Television Mai, 265... 267, 1937
- [28] Holmes u. Turner, An urban field strength survey at 30 and 100 Mcs, Proc. I. R. E. **24/5**, 735... 77, 1936
- [29] R. W. George, A Study of Ultra-high-frequency Wide-band-propagation, Proc. I. R. E., **27/1**, 28... 35, 1939
- [30] Carter u. Wickizer, Ultra-high-frequency-Transmission between the RCA-Building and the Empire-State-Building in New York City, Proc. I. R. E., **24/8**, 1082... 1094, 1936
- [31] L. F. Jones, A Study of the propagation of wavelengths between 3 and 8 meters, Proc. I. R. E. **21**, 427, 1933
- [32] F. Ollendorf, Die Absorption kurzer Wellen in Gebäuden, ENT **9/4**, 181... 194, 1932
- [33] H. Zuhrt, Über die Dämpfung von Kurzwellen durch leitende Wände, Hochfrq. techn. **41/6**, 205... 207, 1933
- [34] A. N. Goldsmith, Television Economics, Communications S. **18/20** u. 45, 1939
- [35] Gerber u. Tank, Helvet. Phys. Acta **10/5**, 344/345, 1937
- [36] Smith-Rose u. Stickland, Ultra-short-wave Propagation; Comparison

between theory and experimental data, Wireless Eng. XVI/186, 111...120, 1939

- [37] D. R. Goddard, Observations on Sky-wave-Transmission on frequencies above 40 Mcs, Proc. I. R. E. 27/1, 12...15, 1939
- [38] E. H. Conclin, 56-Mcs-Reception via sporadic-E-layer Reflections, Proc. I. R. E. 27/1, 36...40, 1939
- [39] H. A. Heß, a) Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagn. Wellen unter 11 m auf große Entfernungen, Funktechn. Monatshefte Nr. 2, 38...50, 1938; b) Weitere Untersuchungen über einen Ausbreitungseffekt ultrakurzer Wellen (6...11 m) auf Entfernungen von einigen 100 km. F. T. M.-Heft 4, 107...111. 1938; c) Unregelmäßige Veränderungen bei der Kurzwellenausbreitung auf Übersee-Entfernungen. F. T. M. 48, 225...233, 1938
- [40] E. Fendler, Die Raumausbreitung im Grenzbereich zwischen Kurzwellen und quasioptischen Wellen, Hochfreq. techn. 51/1, 18...30, 1938  
Die Änderungen in den Übertragungsbedingungen einer Grenzwellen (10 m) in den Jahren 1935/37. Hochfreq. techn. 52/1, 18...23, 1938
- [41] K. Uller, Elektromagnetische Wellen-Induktion bei ruhenden Mitteln und ihre Vorbedingung, Hochfreq. techn. 45/3, 87...91, 1935
- [41b] O. v. Schmidt, Neue Erklärung des Kurzwellen-Umlaufs um die Erde, Z. techn. Physik 1/11, 443...446, 1936

**Ergänzung des Literaturverzeichnisses**  
durch eine Reihe weiterer, in vorliegender  
Ausarbeitung nicht mehr berücksichtigter  
Arbeiten:

- [42] Vilbig, Beckmann, Menzel, Die Wellenausbreitungsforschung mit besonderer Berücksichtigung der Aufgaben und Ziele des Amtes für Wellenausbreitung der Forschungsanstalt der deutschen Reichspost, Postarchiv, 71 H 4, 309...393, 1943
- [43] Kronjäger, Überblick über den heutigen Stand der Funkempfangstechnik, Postarchiv 71/5, 466...485, 1943

Wundt u. Cordsmeier, Die Brechung ebener elektromagnetischer Wellen an einer ebenen Trennungsfäche zwischen Luft u. Erde, Lorenzberichte H. 1 u. 2, S. 52...63, 1939

- [44] H. Bußmann, Untersuchung der Ausbreitung von elektrischen Wellen bei einer Frequenz von 120 MHz, Funktechn. Monatshefte Nr. 12, 369...38, 1938
- [45] R. W. George, A Study of ultra-high frequency wide band propagation characteristics, Proc. Inst. Rad. Eng. 27/1, 23...35, 1939
- [46] Hamburger, Larrick, Jones, High-frequency propagation characteristics, Proc. I. R. E., 28/4, 175...179, 1940 (35,6 MHz; D<sup>2</sup>-Gesetz bis zum Horizont, dahinter D<sup>-3,6</sup>)
- [47] W. Pfister, Ultrakurzwellen-Ausbreitung, Jahrbuch Dt. Luftfahrtforschung 1937
- [48] E. Fendler, Die ionosphärisch bedingte Übertragung ultrakurzer Wellen, Hochfreq. techn. u. El.-Akustik 56/2, 41...47, 1940
- [49] G. H. Brown, Vertical or horizontal polarisation, Electronics 13/10, 20...23, 1940 (Für Fernsehen u. Rundfunk horizontale, für bewegliche Stationen vertikale Polarisation günstiger)
- [50] Englund, Crawford, Mumford, Ultra-short-wave transmission over a 39-mile optical path, Proc. I. R. E., 28/8, 360...369 ( $\lambda = 2...4$  m)
- [51] McPetrie and Saxton, An experimental investigation of the propagation of radiation having wave lengths of 2 and 3 meters, J. F. El. Engrs. 87/524, 146 bis 153, 1940
- [52] B. Trevor, Ultra-high-frequency propagation through woods and underbrush, RCA Rev. 5/1, 97...100, 1940
- [53] H. Selvidge, Diffraction measurements at ultra-high frequencies, Pr. I. R. E. 29/1, 10...16, 1941
- [54] O. Burkard, Zum Problem der Raumwellenausbreitung, Hochfreq. techn. 56/4, 97...104, 1940

# Referate und Zeitschriftenschau

*Ausländische aber auch deutsche Bücher und Zeitschriften sind zur Zeit noch sehr schwierig zu beschaffen. Wir wollen daher unsere Leser unterstützen und stellen auf vielfachen Wunsch von den Aufsätzen, die mit einer Fußnote versehen sind, in beschränktem Umfang Fotokopien der Originalarbeiten zur Verfügung. Wir bitten, die Kosten — jeweils RM 2,- pro Seite und Rückporto — der Bestellung in Briefmarken beizufügen.*

## Physikertagung in Göttingen

Am 5., 6. und 7. September fand in Göttingen eine Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in der britischen Zone e.V. statt. Auf der Tagesordnung standen als Hauptthemen die kosmische Strahlung und die Akustik. Die Zahl der angemeldeten Vorträge — auch ausländischer Teilnehmer — war außerordentlich groß (58), so daß sie bei einer durchschnittlichen Vortragsdauer von 15 Minuten nur durch Abhaltung von Parallelsitzungen bewältigt werden konnten. Im Rahmen dieses Berichtes soll nur auf die den Leserkreis dieser Zeitschrift besonders interessierenden Vorträge kurz eingegangen werden.

A. Ehmert (Weissenau) berichtete über Beobachtungen der Ultrastrahlung in den Jahren 1941—1943. Dabei konnten öfters plötzliche Anstiege (bis 100%) der Intensität festgestellt werden, die man in Zusammenhang mit der Sonnenfleckenaktivität bringt. Zeitlich übereinstimmende Beobachtungen in Amerika sowie die Beobachtungen der Sonnentätigkeit deuten darauf hin, daß einzelne Stellen der Sonne gelegentlich Ultrastrahlung emittieren, womit chromosphärische Eruptionen verbunden sein können. — Über ein ähnliches Thema sprach A. Unsöld (Kiel). Auch im Radiowellenbereich (10 m bis 1 cm) wird eine Strahlung aus dem Weltenraum beobachtet, die hauptsächlich aus der Milchstraße kommt (Jansky 1932). Man führt sie auf Anregung der Elektronen in dem interstellaren Gas (etwa 1 bis 10 Elektronen pro  $\text{cm}^3$ ) zurück. Bisher nahm man dabei eine Elektronentemperatur von 10000 Grad abs. an. Direkte Intensitätsmessungen bei 7,5 m Wellenlänge, wie auch die Berücksichtigung der vorhandenen Absorption führen zu einer Temperatur von 100000 Grad abs. Die von der Sonne

kommende Strahlung im Radiogebiet hat ihren Ursprung in der Korona (Temperatur ungefähr 500000 Grad) und bei den kürzeren Wellen in der Chromosphäre (ungefähr 6000 Grad). Die Rauschtemperaturen betragen bei  $\lambda = 10 \text{ m}$   $1,88 \cdot 10^6$ , bei  $\lambda = 54 \text{ cm}$   $0,68 \cdot 10^6$  und bei  $\lambda = 3 \text{ cm}$   $1,3 \cdot 10^4$  Grad abs. Bei solaren Eruptionen steigt die Radiowellenausstrahlung stark an und man hat bei  $\lambda = 4,2 \text{ m}$  schon Rauschtemperaturen von  $2 \cdot 10^{14}$  Grad abs. gemessen.

Für die Zählung einzelner Elementarteilchen verwendete man bisher Spitzenzähler und Zählrohre. H. Kallmann (Berlin) erläuterte ein neues Verfahren, bei dem ein Leuchtstoff verwendet wird. In diesen Leuchtstoff einfallende Teilchen erzeugen Lichtblitze, die mit einer Vervielfacherfotозelle registriert werden können. Durch die Wahl der Art und der Formgebung des Leuchtstoffes läßt sich die Empfindlichkeit der Strahlungsart anpassen und man erzielt z. B. für Gammastrahlung pro  $\text{cm}^2$  einfallende Intensität 5 bis 10 mal höhere Empfindlichkeit als beim Geiger-Müller-Zählrohr.

Der Vortrag von W. Paul (Göttingen) bewies, daß auch in Deutschland die Voraussetzungen für die Untersuchung der Materie nicht völlig verlorengegangen sind. Die von Siemens-Reiniger entwickelte und nach dem Kriege in Göttingen aufgestellte Elektronenschleuder (Betatron) beschleunigt die Elektronen auf 6 MeV und liefert Elektronenstrahlimpulse von 10 kg Radiumäquivalent. (Impulsbreite  $< 5 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$ .)

Der letzte Tag der Tagung war der Akustik gewidmet. Den zusammenfassenden Vortrag zu diesem Thema hielt E. Meyer (Göttingen). Nach einem kurzen Überblick über die verschiedenen akustischen Arbeitsgebiete ging der Vortragende auf die neueren, in der Raumakustik besonders in Amerika erzielten Er-



gebnisse und auf die analogen Fragen auf dem Gebiet des Flüssigkeitsschalles ein. In beiden Fällen ist das Medium räumlich begrenzt. Die Schallvorgänge sind wesentlich abhängig von der Form und den akustischen Eigenschaften (Wandwiderstand) der umgebenden Flächen. Man hat allgemein die statistische Betrachtungsweise derartiger Räume verlassen müssen und ist zu wellentheoretischen Anschauungen übergegangen. Dies hat dazu geführt, daß man im Interesse einer guten Schallverteilung die Wände durch unregelmäßige Höcker und Vertiefungen möglichst diffus reflektierend gestaltet. Die Kenntnisse über die Absorptionsstoffe wurden wesentlich erweitert. Es wurden Beispiele für schallgedämpfte Räume sowohl in Luft als auch in Wasser gezeigt. Mit einem Nachhallverfahren konnte die Ausbreitungsabsorption in Wasser und ihre Abhängigkeit vom Luftgehalt sehr genau bestimmt werden. Auch Untersuchungen über die Frequenzabhängigkeit der Absorption von Gasblasen in Wasser in Abhängigkeit von der Blasengröße und dem enthaltenen Gas wurden angestellt.

M. Grützmaker (Göttingen) referierte eine Arbeit von G. v. Békésy (Stockholm). Bei der Otosklerose-Operation wird der Mittelohrapparat (Hammer, Amboß und Steigbügel) entfernt und eine Öffnung an der Ampulle des horizontalen Bogenganges hergestellt. Die Hörfähigkeit dieser Patienten ist nur durch Schalldruck- bzw. Phasendifferenzen zwischen rundem und ovalem Fenster und der operierten Öffnung zu erklären. V. Békésy entwickelte unter Ausnutzung des Reziprozitätsprinzips eine neue Methode zur Bestimmung von kleinen Schalldruckdifferenzen nach Betrag und Phase. Die Meßergebnisse zeigen, daß die größten Schalldruckdifferenzen auftreten, wenn die Knochensubstanz des Warzenfortsatzes sehr lufthaltig ist. In diesem Falle beträgt der Hörverlust nur etwa 30 db.

Im freien Schallfeld können Zähigkeit und Wärmeleitung der Luft vernachlässigt werden. L. Cremer (München) zeigte auf Grund theoretischer Betrachtungen, daß dies in der Nähe von Wänden nicht mehr zulässig ist, da anderenfalls die Randbedingungen für die wandparallele Komponente der Schnelle und die Temperatur nicht erfüllt sind. Man kommt zu zwei analogen Ausgleichsvorgängen, die in einer Grenzschicht stattfinden, die klein zur Wellenlänge ist. Nach außen kann ihre Wirkung durch einen endlichen Wandwiderstand ersetzt werden, aus dem ein Schluckgrad re-

sultiert. Dieser ist bei streifendem Einfall und hohen Frequenzen erheblich (13% bei 10000 Hz und einem Einfallswinkel von 85 Grad) und macht etwa  $\frac{1}{3}$  der Absorption der normalen Hallräume aus. Aus dieser Betrachtung lassen sich auch die Kirchhoffschen Formeln für die Schallausbreitung im Rohr ableiten. — Vor mehreren Jahren wurde eine Schallschluckanordnung für gedämpfte Räume angegeben, deren gute Wirksamkeit auf dem allmählichen Übergang des Mediums in den absorbierenden Stoff beruht. A. Schoch (Stuttgart) hat die Reflexion bei derartigen inhomogenen Medien berechnet und zeigte Kurven für die Abhängigkeit der Reflexion von der Frequenz. Die Rechnung, deren numerische Auswertung sehr zeitraubend ist, ergibt genau wie das Experiment die Überlegenheit der inhomogenen gegenüber der homogenen Schluckstoffpackung. — Über die Verwendung von Resonanzschallschluckern des Helmholtzschen Typs zur raumakustischen Korrektur sprach V. L. Jordan (Kopenhagen). Nach einem Überblick über die Berechnung derartiger Resonatoren wurden die verschiedenen Ausführungsformen erörtert, u. a. auch eine solche ohne Verwendung poröser Schallschlucker. Die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten zeigte die raumakustische Auskleidung des Kopenhagener Rundfunkhauses, wo unter Verwendung mehrerer Gruppen verschieden abgestimmter Resonatoren der jeweils gewünschte Frequenzgang der Nachhallzeit erzielt wurde. — K. Tamm (Göttingen) benutzte eine Theorie von Ott, um Ausbreitungsvorgänge in geschichteten, spannungsfreien Medien zu berechnen. Nach dem vereinfachten Fall einer einzelnen, zweiseitig ideal reflektierend begrenzten Wasserschicht, ging der Vortragende auf den üblichen Fall einer Wasserschicht mit schalleitendem Untergrund ein. Dabei tritt im Wasser eine Flankenwelle, herrührend aus dem Untergrund, auf; es kommt zu einer Interferenz. Durch diese theoretisch ermittelten Ergebnisse konnte der eigentümliche Verlauf von gemessenen Schallausbreitungskurven erklärt werden. — W. Kuhl (Göttingen) sprach über die Bestimmung von Elastizitätsmodul und Dämpfung gummiartiger Stoffe in einem großen Frequenzbereich. Die angegebenen Meßmethoden erlauben, die dyn. Materialeigenschaften in einem Frequenzbereich von  $10^{-1}$  bis  $10^4$  Hz zu messen. Insbesondere ein mit fortschreitenden Dehnwellen arbeitendes Verfahren liefert für hohe Frequenzen eine große Genauigkeit. Meßbeispiele an Gummiprüfungen zeigen, daß der Elastizitätsmodul und

die Dämpfung mit der Frequenz steigen, und daß insbesondere bei hohen Frequenzen eine starke Temperaturabhängigkeit der Materialeigenschaften vorhanden ist. — „Ausbreitung elektrischer Wellen in Rohren“ war das Thema des Vortrages von K. Fränz (Berlin). Es umfaßte die bereits in Heft 1 dieser Zeitschrift vom gleichen Verfasser behandelte Berechnung von Hohlleitern. — H. Kösters (Hamburg) erläuterte die Arbeitsweise des Hochfrequenzmagnetophons, des z. Z. besten Schallaufzeichnungsverfahrens. Daran schloß sich eine Vorführung, welche einen Eindruck von der hohen Qualität gab und bei der die Vorteile, die sich durch die Schnittmöglichkeiten ergeben, besonders sinnfällig wurden. — Über den heutigen Stand der Geigenforschung berichtete H. Meinel (Markneukirchen). Es handelte sich dabei einmal um den physikalischen Teil — die Anregungsvorgänge der Geige und die Abstrahlung des Klanges — und andererseits um die subjektive Beurteilung des Klanges. Physikalisch kann eine Geige durch Frequenzkurven, Richtwirkung und Einschwingvorgänge gekennzeichnet werden. Rückschlüsse auf die Güte einer Geige können aber nur in Zusammenhang mit dem Urteil des Künstlers gezogen werden. Aus dem Vergleich beider Ergebnisse erhält man Anhaltspunkte für das physikalische Verhalten einer guten Geige, deren Frequenzkurve bei einer größeren Ausgeglichenheit ein Minimum an hohen Frequenzen aufweist. — Ein Beispiel dafür, wie aus einem noch vor einigen Jahren wie eine nette Spielerei anmutenden Laboratoriumsversuch durch intensive Arbeit ein wertvolles Meßverfahren werden kann, lieferte R. Pohlman (Erlangen). Das von ihm erstmalig angegebene schalloptische Abbildungsverfahren zur Durchleuchtung undurchsichtiger Medien wurde sowohl hinsichtlich der Qualität der Abbildungen als auch der konstruktiven Ausgestaltung der Apparatur zu einem schnell und zuverlässig arbeitenden zerstörungsfreien Werkstoffprüfverfahren entwickelt. Es dient zur Feststellung von Einschlüssen, Hohlräumen und Doppelungen in Werkstücken, die allerdings nahezu ebene Begrenzungsflächen haben müssen. Besonders geeignet ist es zur Massenprüfung von Rohteilen.

Der Besuch der Tagung war so stark, daß der große Pohlische Hörsaal die Zahl der Teilnehmer, die aus allen Besatzungszonen und auch aus dem Ausland gekommen waren, kaum zu fassen vermochte. Berücksichtigt man außerdem die Fülle der referierten Arbeiten, unter denen sich auch schon solche der

Nachkriegszeit befanden, so kommt man unbedingt zu dem Eindruck, daß die deutschen Wissenschaftler allen Schwierigkeiten zum Trotz vom Willen zu intensiver Arbeit beseelt sind.

G. Buchmann

## Die Schaltung des Synchrodyn-Empfängers

Nach der Beschreibung der Arbeitsweise und der Eigenschaften des Synchrodyn-Empfängers in Heft 3 von „FUNK UND TON“ ist die hier abgebildete vollständige Schaltung\*) eines Empfängers ohne weiteres verständlich. Dieser verhältnismäßig einfache Empfänger mittlerer Empfindlichkeit stellt nur ein Beispiel für die zahlreichen Möglichkeiten dar, die vom Bezirksempfänger bis zum hochempfindlichen Fernempfänger reichen.

Die abgebildete Schaltung ist erprobt worden und soll zufriedenstellend arbeiten; sie ist für Antennenspannungen bis herab zu 2 mV geeignet und liefert bei dieser hochfrequenten Eingangsspannung am Demodulatorausgang eine niederfrequente Spannung von 1 mV, wenn man eine 80%ige Modulation der Trägerspannung voraussetzt. Der Übersichtlichkeit wegen ist die Schaltung nur für den Empfang von Mittelwellen ausgeführt, kann aber ohne weiteres auf andere Wellenbereiche ausgedehnt werden.

Als Ringdemodulator wird hier ein sogenannter Cowan-Demodulator verwendet, der gegenüber dem früher beschriebenen Demodulator den Vorteil des geringeren Aufwandes hat und den Gebrauch eines Hochfrequenztransformators überflüssig macht. Die Arbeitsweise ist im Prinzip die gleiche, die Hochfrequenzspannung des Oszillators schließt mit jeder zweiten Halbwelle über die Gleichrichter des Demodulators die Empfangsspannung praktisch kurz. Als Gleichrichter werden Kleindioden sowie Silicon- oder Germanium-Kristall-Gleichrichter empfohlen; ob die Kapazität des „Sirutors“ für diesen Zweck klein genug ist, müßte durch einen Versuch festgestellt werden.

Durch den Widerstand  $R_{12}$  muß die Rückkopplung so eingestellt werden, daß der Oszillator schwingt, wenn kein Sender empfangen wird, und an  $R_{11}$  eine Hochfrequenzspannung von etwa 2 Volt auftritt.

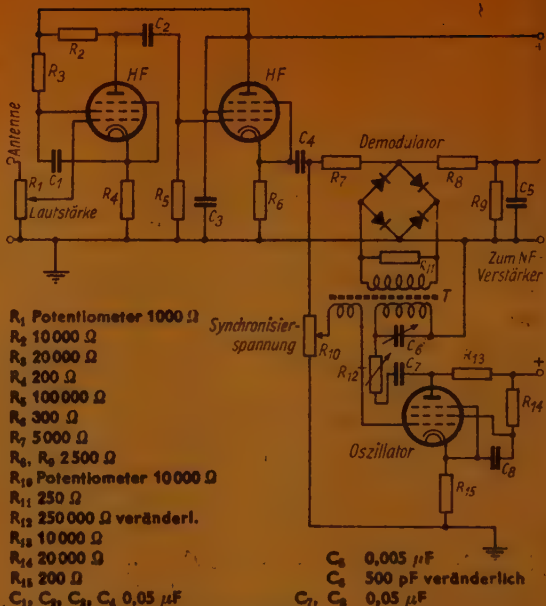
Für den Empfang schwacher Stationen wird das Potentiometer  $R_{10}$  so eingestellt,

\*) Electronic Engineering, September 1947, Seite 276

daß eine maximale Synchronisierungs-  
spannung am Gitter des  
Oszillators liegt, bei stärkeren  
Sendern ist eine Herabsetzung  
der Synchronisierungs-  
spannung durch  $R_{10}$  empfehlenswert.  
Aber auch bei schwachen Stationen  
kann man durch Verminderung der Synchronisierungs-  
spannung die Trennschärfe  
verbessern.

Die Einschaltung eines  
Tiefpaßfilters zwischen Demodulator  
und Niederfrequenz-  
verstärker zur Unterdrückung  
von Störsendern hat sich  
in der Praxis als überflüssig  
erwiesen, die Filterwirkung  
des Kondensators  $C_5$  ist voll-  
kommen ausreichend.

Die Empfindlichkeit des  
Empfängers kann erheblich  
verbessert werden, wenn man  
an Stelle des Potentiometers  
 $R_1$  einen abstimmbaren Hoch-  
frequenzkreis vorsieht. Dr. F.  
(Umfang der Originalarbeit  
2 Seiten.)



T = Hochfrequenztransformator (Luftpule oder mit Hochfrequenz-  
eisen), Gitterwicklung 10  $\mu H$ , Wicklung des Schwingungs-  
kreises 100  $\mu H$ , Demodulatorwicklung 1  $\mu H$

## Physikalische Eigenschaften von Halbleitern

Die besonderen Eigenschaften von Halbleitern (negative Widerstandscharakteristik, Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes vom Grad der Verunreinigung usw.) lassen sich aus der Theorie der Energiebänder herleiten<sup>1)</sup>. Nach A. H. Wilson können die Halbleiter bezüglich der Elektronenanordnung in Bändern gemäß der Abb. unterteilt werden: Reine Halbleiter erhalten ihre Leitfähigkeit, wenn einige Elektronen durch thermische Anregung aus dem voll aufgefüllten und daher nichtleitenden unteren in das leere obere Energieband wandern; dann ergibt sich Leitfähigkeit wegen des schwach besetzten oberen und nicht mehr voll aufgefüllten unteren Bandes. Bei verunreinigten Halbleitern vom N-Typ ist die Leitfähigkeit vom Grad der Verunreinigung (Fremdatome, Fehler im Kristallgitter u. a. m.) abhängig. Die Verunreinigungen sind von Elektronen begleitet,

deren Energieebene im verbotenen Bereich nahe der Leitungsbandgrenze liegt; daher besteht schon bei niedriger Temperatur eine genügend große Anregung (Energie  $E_1 < E$ ), um diese Elektronen in das obere Band zu befördern und so Leitfähigkeit herzustellen. Eine andere Art von Verunreinigung zeigt der Halbleitertyp P. Hier werden Fremdelektronen durch geringe thermische Anregung in den verbotenen Bereich befördert, so daß das nicht mehr voll besetzte untere Energieband Leitfähigkeit ergibt.

Diese Verhältnisse erklären die negative Widerstandscharakteristik von Halbleitern und die Tatsache, daß z.B. Diamant trotz freier Elektronen bei gewöhnlicher Temperatur ein vollkommener Isolator ist, dagegen bei hohen Temperaturen zum Halbleiter wird.

Manche Halbleiter zeigen auch Leitfähigkeit bei Bestrahlung mit Licht bestimmter Wellenlänge (lichtelektrischer Effekt). Dies ist der Anregung durch Lichtquanten zuzuschreiben, die bei genügend kurzer Wellenlänge ebenso groß sein kann, wie die für Leitfähigkeit sonst erforderliche thermische Anregung.

<sup>1)</sup> G. L. Pearson: The Physics of Electronic Semiconductors; Electrical Engineering, Band 66, Nr. 7 Juli 1947, S. 638... 643

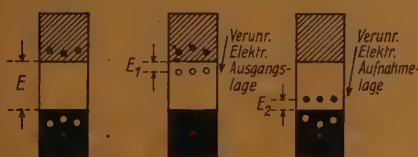


Der vom Hall- und thermoelektrischen Effekt bekannte Vorzeichenwechsel der elektrischen Ladung für gewisse Halbleiter erklärt sich aus der verschiedenen Art der Leitfähigkeit beim N- und P-Typ. Letzterer ergibt umgekehrtes Vorzeichen, weil die Leitfähigkeit im unteren Band als Folge der Elektronenlücken im Gegensatz zu der im oberen Band entsteht. Aus Messungen des Hall-Koeffizienten läßt sich die Zahl  $n$  der freien Elektronen (—) oder Löcher (+) je  $\text{cm}^3$  eines Halbleiters bestimmen zu

$$n = \pm 3 \pi / 8 e R,$$

worin  $R$  die Hall-Konstante in  $\text{cm}^3/\text{Coulomb}$  und  $e$  die Ladung des Elektrons darstellen.

Verunreinigte Halbleiter wirken gegen eine Metallspitze bekanntlich als Gleichrichter. Beim P-Typ (Lücken-Leitfähigkeit) wird die



**a** Erlaubter, aber unbesetzter Bereich  
**b** Verbotener Bereich  
**c** Erlaubter und voll besetzter Bereich

Energiebandschema für Halbleiter.

a. Reine Halbleiter, b. Halbleiter mit Verunreinigungen (N-Typ), c. Halbleiter mit Verunreinigungen (P-Typ).

Stromstärke groß, wenn der Halbleiter positiv ist, und bleibt bei umgekehrter Polarität sehr klein. Halbleiter vom N-Typ leiten dagegen nur bei negativer Spannung. Dies ist aus der Bildung einer negativen bzw. positiven Ladung an der Berührungsstelle infolge der Elektronenverschiebung in den Energiebändern zu verstehen. S.

## Ist die Frequenzmodulation wirklich der Amplitudenmodulation überlegen?

Als eine ernste Warnung an alle diejenigen, besonders in den Vereinigten Staaten, die sich allzu enthusiastisch für die Frequenzmodulation einsetzen und unter dem Eindruck stehen, die Frequenzmodulation sei der Amplitudenmodulation in den meisten, wenn nicht gar in allen Beziehungen weit überlegen, ist ein sehr kritischer Vergleich der beiden Modulationsarten auf Grund gewissenhafter Versuche und theoretischer Überlegungen zu

werten, der von einem hervorragenden Fachmann der Vereinigten Staaten veröffentlicht wird\*).

Verantwortlich für die nach Meinung des Verfassers in Fachkreisen herrschenden verworrenen Anschauungen über die Vor- und Nachteile der Frequenzmodulation gegenüber der Amplitudenmodulation wird der Umstand gemacht, daß die beiden Modulationsarten durchweg unter ganz verschiedenen Bedingungen miteinander verglichen werden. Selbstverständlich schneidet die Frequenzmodulation hinsichtlich der Klangqualität sehr viel besser ab, wenn man eine sehr hohe Trägerfrequenz von 50 MHz mit einer Bandbreite von 200 kHz zugrunde legt und mit einer amplitudenmodulierten Sendung auf Mittelwellen (etwa 1 MHz) mit einer Bandbreite von 9 bis 10 kHz in Vergleich zieht. Das ist aber kein Verdienst der Modulationsart, sondern der höheren Trägerfrequenzen, die eine größere Bandbreite ermöglichen. Mit einer Bandbreite von 10 kHz kann weder bei Amplituden- noch bei Frequenzmodulation eine hochwertige Wiedergabe erwartet werden.

Die erste Voraussetzung dafür, Klarheit über die Eigenschaften der beiden Modulationsarten zu schaffen, ist aber ein Vergleich unter genau den gleichen Bedingungen, mit dem gleichen Aufwand und der gleichen Sorgfalt. Der Verfasser, der seine Versuche im einzelnen beschreibt und auswertet, glaubt, diese Voraussetzung erfüllt zu haben, und kommt zu dem Schluß, daß die Versuchsergebnisse überraschend wenig qualitätsmäßige Unterschiede zwischen den beiden Modulationsarten zutage fördern.

Es ist in diesem Rahmen nicht möglich, die zahlreichen Versuche und deren Ergebnisse im einzelnen zu besprechen, lediglich die Folgerungen, die der Verfasser daraus ziehen zu können glaubt, sollen hier angedeutet werden.

Die Selektivität des Empfängers für Amplitudenmodulation ist mit der des Empfängers für Frequenzmodulation vollkommen identisch. Störungen durch Sender in benachbarten Kanälen sind bei der Amplitudenmodulation geringer; ist dagegen die Frequenz des Störsenders nur sehr wenig von der Frequenz des eingestellten Senders verschieden, so ist der Empfang bei Frequenzmodulation weniger gestört. Bei Einhaltung des Sender-

\* ) M. G. Nicholson, Research Department, Colonial Radio Corporation, Buffalo, N. Y., Comparison of Amplitude and Frequency Modulation, Wireless Engineer, Band 24, Juli 1947, Seite 197...208

abstandes ist die Amplitudenmodulation überlegen. Außerdem wird bei Amplitudenmodulation der Empfang in viel geringerem Maße durch unsaubere Abstimmung ungünstig beeinflusst. Auch bei dem Betrieb mehrerer Sender mit der gleichen Wellenlänge ist die Frequenzmodulation nicht vorteilhaft, da in den Gebieten, wo zwei (oder mehr) Sender mit nahezu gleicher Feldstärke eintreffen, ein Empfang ohne Verzerrungen und Störungen nicht möglich ist, eine Schwierigkeit, die bei der Amplitudenmodulation nicht beobachtet wird.

Mit besonderer Sorgfalt wird die Störanfälligkeit der beiden Modulationsarten einmal gegen äußere Störquellen, die sehr kurzdauernde Spannungsspitzen mit großer Amplitude liefern, in erster Linie also Funkenbildungen in elektrischen Geräten und atmosphärische Entladungen, und dann gegen die Eigengeräusche im Sender und Empfänger (thermisches Rauschen, Schrotteffekt usw.), untersucht. Nur in Hinsicht auf die Eigengeräusche ist die Frequenzmodulation erheblich günstiger. Während im Empfänger für Amplitudenmodulation die Störspannung im gesamten Tonfrequenzgebiet von der gleichen Größenordnung ist, nimmt bei der Frequenzmodulation die Störspannung mit dem Quadrat der Tonfrequenz zu und verursacht erhebliche Nebengeräusche im Bereich der hohen Frequenzen. Dieser Nachteil läßt sich durch eine Anhebung der hohen Frequenzen auf der Senderseite (pre-emphasis) und deren entsprechende Dämpfung im Empfänger (de-emphasis) wirkungsvoll beseitigen, während eine entsprechende Maßnahme bei der Amplitudenmodulation nur verhältnismäßig geringe Verbesserung bringt.

Bei kurzdauernden Störspannungen durch Funken oder atmosphärische Entladungen soll aber im Gegensatz zu allen bisherigen Behauptungen die Amplitudenmodulation ganz klar im Vorteil sein, wenn im Empfänger ein einwandfrei arbeitender Amplitudenbegrenzer (limiter) vorgesehen ist, da diese Störungen sich erst dann unangenehm bemerkbar machen, wenn ihre Spitzen weit über die Trägeramplitude hinausgehen. Ein vom Verfasser entworfener Spannungsbegrenzer für die Amplituden zeigt im Versuch die Überlegenheit der Amplitudenmodulation gegenüber der Frequenzmodulation in dieser Beziehung.

Aus allen diesen Ergebnissen schließt der Verfasser, daß innerhalb eines bestimmten mit Sendungen zu versorgenden Gebietes

(Stadt, Provinz oder Land) in einem begrenzten Frequenzband des Ultrakurzwellenbereiches mehr amplitudenmodulierte als frequenzmodulierte Sender gleicher Bandbreite untergebracht werden können, vorausgesetzt, daß man durch entsprechende Sendeenergien oder durch mehrere Gleichwellensender die durch statistische Schwankungen hervorgerufenen Rauschspannungen in den Randgebieten überwinden kann.

Gleichgültig, wie weit man die Ergebnisse der Versuche und Überlegungen in Zweifel ziehen will, und ob sich die Argumente des Verfassers in jedem Punkte als stichhaltig erweisen werden, dürfte es in jedem Falle empfehlenswert sein, sich vor einer Stellungnahme zu dem Problem der Modulationsarten mit der umfangreichen Arbeit des Verfassers auseinanderzusetzen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 12 Seiten.)

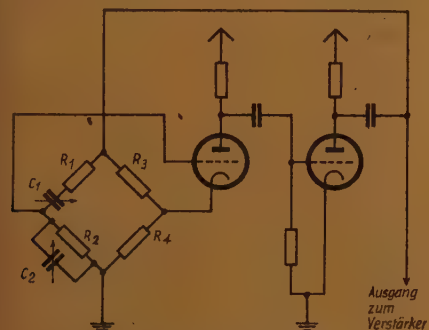
## Brückenstabilisierter Tongenerator

Mit Recht behauptet der Schwebungssummeer im Laboratorium und Prüffeld seinen Platz als universelle Spannungsquelle für Tonfrequenzen, zumal er in bequemer Weise die Erfassung des gesamten Tonfrequenzbereiches von 20 bis 20000 Hertz mit einem einzigen Abstimmmittel gestattet. Dennoch sollte man nicht die Nachteile übersehen, die dem durchschnittlichen Schwebungssummeer anhaften: geringe Frequenzkonstanz ohne kostspielige Hilfsmittel, Abweichungen der tonfrequenten Spannung von der Sinustorm, besonders bei niedrigen Frequenzen, und ein hochfrequenter Anteil in der Ausgangsspannung. Selbstverständlich lassen sich alle diese Fehler durch entsprechende konstruktive Maßnahmen überwinden, die aber das Gerät sehr kostspielig und unhandlich machen. In manchen Fällen, besonders wenn es auf gute Frequenzkonstanz ankommt, wird man daher gern auf den konstruktiv so einfachen rückgekoppelten niederfrequenten Oszillator zurückgreifen.

Schwierigkeiten beim Bau eines niederfrequenten Oszillators entstehen in erster Linie dadurch, daß die Abstimmkapazität in den üblichen Schwingungskreisen mit Selbstinduktionen für die niedrigen Frequenzen unmöglich hohe Werte annehmen müßte, weswegen man gezwungen ist, den Tonfrequenzbereich von 20 bis 20000 Hertz in eine größere Anzahl von kleineren Bereichen zu unter-

teilen; jeder Bereich, der durch Parallelschalten einer festen Kapazität zum Drehkondensator entsteht, umfaßt höchstens ein Frequenzintervall von 1:3, so daß also im Ganzen mindestens sieben Bereiche gebraucht werden. Sehr viel günstiger werden die Verhältnisse, wenn man in den Schwingungskreisen die Selbstinduktionen durch Ohmsche Widerstände ersetzt, da man auf diese Weise jeden Bereich auf etwa 1:10 erweitern kann, so daß jetzt drei Bereiche zur Überdeckung des gesamten Tonfrequenzintervalles ausreichend sind. Aus diesem Grunde werden jetzt auch niederfrequente Rückkopplungs-Oszillatoren mit R-C-Schwingungskreisen bevorzugt.

Interessant ist in diesem Zusammenhang ein Vorschlag, die Rückkopplung des Oszillators über eine frequenzabhängige und abstimmbare Brücke zu führen, deren einzelne



Schaltprinzip des brückenstabilisierten Tongenerators

Glieder aus Ohmschen Widerständen und Drehkondensatoren gebildet werden\*). Durch diese Brücke soll eine besonders vollkommene Konstanz hinsichtlich Frequenz und Amplitude gewährleistet werden. In der Abbildung ist die vorgeschlagene und auch bereits in der Praxis erprobte Schaltung schematisch dargestellt. Die Brücke besteht aus den Ohmschen Widerständen  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  und  $R_4$ , sowie den Drehkondensatoren  $C_1$  und  $C_2$ . Eingang und Ausgang des Oszillators liegen an diagonalen Punkten der Brückenzweige. Durch diese Schaltung wird sowohl eine positive Rückkopplung über  $R_1C_1$  und  $R_2C_2$  zur Schwingungserzeugung, als auch eine Gegenkopplung über die Widerstände  $R_3$  und  $R_4$

zur Stabilisierung der Schwingungen erreicht. Die Frequenz  $f$ , mit der der Oszillator schwingt, ist durch die Beziehung

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_1 C_2 R_1 R_2}}$$

gegeben. Damit der Oszillator bei allen Frequenzen mit möglichst gleicher Amplitude schwingt, muß die Dämpfung in den Brückenzweigen für die positive Rückkopplung bei einer Änderung der Frequenz gleichbleiben, d. h. die Verhältnisse  $C_1/C_2$  und  $R_1/R_2$  sollen konstant sein. Bei der Abstimmung muß also gleichzeitig  $C_1$  mit  $C_2$ , bzw.  $R_1$  mit  $R_2$  verändert werden; in der Praxis wird man als Abstimmkapazität einen Zweigangkondensator von 2 mal 1000 pF zur kontinuierlichen Frequenzänderung nehmen und durch einen Stufenschalter wahlweise eines von drei Widerstandspaaren  $R_3/R_4$  in die Brücke legen, so daß drei Frequenzbereiche im Verhältnis 1:10:100 entstehen.

Da der Rückkopplungskreis nur sehr wenig gedämpft ist, kann die Gegenkopplung trotz ausreichender Schwingungsamplitude verhältnismäßig groß gewählt werden, so daß die Stabilität des Oszillators besonders gut ist. Durch den Drehkondensator  $C_1$  wird in eleganter Weise das Gitter der Schwingröhre von dem Verstärkerausgang galvanisch getrennt; Änderungen in der Verstärkercharakteristik beeinflussen nicht die Oszillatorfrequenz. Verwendet man in der Brücke Schaltelemente mit niedrigen Temperaturkoeffizienten, so werden die unerwünschten Frequenzänderungen durch Temperatureinflüsse ein Minimum; da etwaige Frequenzschwankungen sich nicht wie beim Schwebungssummeer in vervielfachtem Maße bemerkbar machen, ist eine Nullpunktkorrektur bei dem brückenstabilisierten Tongenerator überflüssig.

Die Spannungs Konstanz der Tonfrequenz kann man noch weiter treiben, wenn man in dem Gegenkopplungsweig der Brücke für  $R_4$  einen temperaturabhängigen Widerstand, etwa eine kleine Metalldrahtlampe, wählt. Je nach der Amplitude der Schwingungen in der Oszillatorröhre wird der Grad der Gegenkopplung automatisch durch diesen veränderlichen Widerstand so verändert, daß die Amplitude wieder auf ihren Durchschnittswert gebracht wird.

Dr. F.

\*) F. W. Dawe, A Wide Range Audio Oscillator, Electronic Engineering, August 1947, Seite 246

(Umfang der Originalarbeit 3 Seiten.)



## Die Pentode als Senderöhre

Bei kleineren Sendeleistungen bis zu etwa 1 kW ist die Schirmgitterröhre wegen ihrer günstigeren Leistungsbilanz und wegen ihres höheren Verstärkungsfaktors zweckmäßiger als die Sendetriode. Der Verstärkungsfaktor ist bei Senderöhren durch das Verhältnis von Anoden-Wechselstromleistung zur aufgewendeten Gitterleistung gegeben. Bei Trioden muß man wegen der Anodenrückwirkung bedeutend größere Gitterwechselspannungen, und damit Gitterleistungen, aufwenden als bei der Pentode, so daß man mit Trioden höchstens Verstärkungsfaktoren bis zu 20 erreichen kann, während man bei Pentoden bis zu Verstärkungsfaktoren von 300 kommt.

Der Anodenstrom  $I_a$  ist bei Pentoden weitgehend von der Anodenspannung  $U_a$  unabhängig, sofern diese nicht einen bestimmten Wert unterschreitet. Die Kennlinie ist dann durch die Gleichung

$$I_a = K \cdot (U_g + D \cdot U_a)^{1,5}$$

gegeben, worin  $K$  eine Konstante,  $D$  der Durchgriff, bezogen auf das Schirmgitter, und  $U_g$  die Spannung am Schirmgitter ist. Zur Steuerung der Sendepentode wird der negativen Gittergleichspannung  $U_{g0}$  eine Gitterwechselspannung  $U_{g1}$  mit großer Amplitude der Frequenz  $f$  überlagert. Der Anodenstrom nimmt dann die in Abb. 1 gezeigte Form an, er besteht aus Stromimpulsen, zwischen denen immer ein stromloses Intervall liegt\*). Der Anodenstrom  $I_a$  enthält eine Gleichstromkomponente  $I_{a0}$ , einen Wechselstromanteil ( $I_{a1}$ ) der Frequenz  $f$  sowie die Harmonischen der Frequenzen  $2f$ ,  $3f$ , usw. Die einzelnen Komponenten des Anodenstromes kann man rechnerisch oder grafisch durch die Fourier-Analyse bestimmen. Am bequemsten ist die in Abb. 2 dargestellte Art der Bestimmung: danach ergibt sich der Gleichstromanteil  $I_{a0}$  gleich der Fläche  $F_0$  zwischen der  $I_a$ -Kurve einer Periode und der Null-Linie, geteilt durch

\*) Das Elektron, Heft 4, 1947, Seite 127

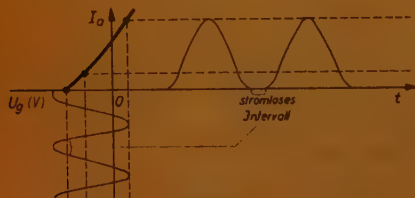


Abb. 1

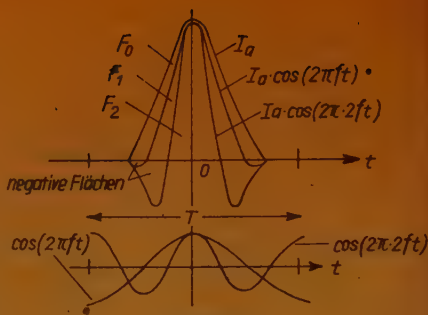


Abb. 2

die Länge  $T \left( = \frac{1}{f} \right)$  der Periode. Es ist also  $I_{a0} = F_0/T$ .

Der Wechselstromanteil  $I_{a1}$  der Frequenz  $f$  ergibt sich, indem man zunächst die Werte von  $I_a$  mit dem zugehörigen Wert von  $\cos(2\pi ft)$  multipliziert und dann die von dieser Kurve und der Null-Linie gebildete Fläche  $F_1$  durch  $T/2$  dividiert:  $I_{a1} = 2F_1/T$ . Genau so erhält man die Wechselstromkomponente  $I_{a2}$  der Frequenz  $2f$  durch Multiplikation der  $I_a$ -Werte mit  $\cos(2\pi 2ft)$  und durch Division der von dieser Kurve und der Null-Linie gebildeten Fläche  $F_2$  durch  $T/2$ :  $I_{a2} = 2F_2/T$ .

Der auf die Frequenz  $f$  bezogene Wirkungsgrad der Pentode ist gleich dem Quotienten aus Anodenwechselstromleistung  $N_{a1} = \frac{1}{2} I_{a1} \cdot U_{a1}$  und der aufzuwendenden Gleichstromleistung  $N_{a0} = I_{a0} \cdot U_{a0}$ :

$$\eta_1 = \frac{N_{a1}}{N_{a0}} = \frac{I_{a1} \cdot U_{a1}}{2 \cdot I_{a0} \cdot U_{a0}}$$

Der Stromfaktor  $I_{a1}/2 \cdot I_{a0}$  ist gleich dem Verhältnis der Flächen  $F_1$  und  $F_0$ , da  $F_1$  stets kleiner als  $F_0$  ist, muß auch der Stromfaktor immer kleiner als 1 sein. Da  $F_1$  durch Multiplikation der  $I_a$ -Werte mit  $\cos(2\pi ft)$  entstanden ist, tragen zu dem Stromfaktor in der Hauptsache nur die Stromwerte in der Nähe des Maximums bei, die Stromanteile in der Nähe des Gebietes für  $\cos(2\pi ft) = 0$  sind unwirksam, die Ströme für negative Werte von  $\cos(2\pi ft)$  wirken sich sogar als Verminderung des Wirkungsgrades aus. Je schmaler daher die Anodenstromimpulse und je breiter die stromlosen Zwischenräume sind, um so mehr nähert sich die Größe der Fläche  $F_1$  derjenigen von  $F_0$  und um so höher wird der Wirkungsgrad  $\eta_1$ . Die stromlosen Zwi-

schenräume müssen aber mindestens so lang sein, daß nur während positiver Werte von  $\cos(2\pi ft)$  ein Anodenstrom  $I_a$  fließt. Zu diesem Zweck muß man die Röhre mit genügend großen Wechselfspannungen  $I_{g1}$  am Steuergitter steuern, bei Pentoden bleiben die aufzuwendenden Steuerspannungen naturgemäß sehr viel kleiner als bei Trioden, so daß sich bei Pentoden trotz geringer Steuerleistung am Gitter Wirkungsgrade  $\eta_1$  von 70% in der Praxis erzielen lassen.

Die der Röhre entnehmbare Wechselstromleistung  $N_{av}$  wächst mit zunehmendem Wirkungsgrad  $\eta_1$  ganz beträchtlich. Bei einem Wirkungsgrad von 70% ist z. B. die Anodenverlustleistung  $N_{av} = 0,3 N_{a0}$  und die Wechselstromleistung  $N_{a1} = 2,3 N_{av}$ , bei einem Wirkungsgrad von 60% sinkt diese Wechselstromleistung  $N_{a1}$  gleich auf den Wert  $1,5 N_{av}$  ab. Aus diesem Beispiel geht schon hervor, wie wichtig eine genügend große Aussteuerung der Röhre für die Leistungsbilanz ist. Die Pentode gestattet derartig große Aussteuerungen bei verhältnismäßig niedrigen Gitterleistungen.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 7 Seiten.)

## Ueber die Ausbreitung von Meter- und Dezimeterwellen

Die in der Praxis beobachteten Erscheinungen decken sich keineswegs immer mit den Folgerungen, die sich aus der Annahme der geradlinigen Ausbreitung von Meter- und Dezimeterwellen ergeben müßten. Reichweiten, die über die optische Sichtweite hinausgehen, werden immer wieder festgestellt, und von Zeit zu Zeit sind sogar Verbindungen über sehr große Entfernungen überraschend möglich.

Es liegt daher die Vermutung nahe, daß die strahlengeometrische Behandlung dieser Wellen bei der Berechnung der Reichweite eine zu starke Vereinfachung darstellt und nur angenäherte Werte liefert. Tatsächlich zeigt eine genaue Durchrechnung der Feldgleichungen, daß diese sogenannten quasioptischen Wellen durch Beugung eine Krümmung erleiden, wodurch sie auf Gebiete der Erdoberfläche gelangen können, die jenseits der optischen Sichtweite liegen<sup>1)</sup>. Durch Überlagerung der direkten und der an der Erdoberfläche reflektierten Welle entstehen Inter-

<sup>1)</sup> Das Elektron, Heft 7, Juli 1947, Seite 235



Weitverkehr  
 Rundfunk  
 Elektroakustik  
 Fernschreiber  
 Eisenbahnsicherungsdienst  
 Bauelemente für  
 Telefonie und Telegrafie  
 u. a. m.

**LORENZ**

**C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof**



ferenzerscheinungen mit ausgeprägten Feldstärkemaxima und -minima in der Nähe der Erdoberfläche. In den Feldstärkeminima müßte unter Umständen sogar innerhalb der optischen Sichtweite der Empfang abreißen, eine Erscheinung, die wiederholt beobachtet wurde. Eine Verbesserung der Reichweite durch eine größere wirksame Höhe der Empfangsantenne ist demzufolge weniger auf ein Ansteigen der Sichtweite, als auf eine Zunahme der Feldstärke durch die günstigere Lage des ersten Interferenzmaximums zurückzuführen.

Theoretische Überlegungen und experimentelle Beobachtungen zeigen, daß der Zustand der Atmosphäre zwischen 300 Meter und 2500 Meter Höhe einen Einfluß auf die Ausbreitung von Meter- und Dezimeterwellen ausübt, der keineswegs vernachlässigt werden darf. Luftdruck, Temperatur und Wassergehalt der Atmosphäre bewirken eine Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten um etwa  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  über den Wert für das Vakuum. Diese an sich recht unbedeutende Vergrößerung könnte bei den Betrachtungen unberücksichtigt bleiben, wenn sie nicht eine

von der Höhe über dem Erdboden abhängige Größe wäre. Infolge des sinkenden Luftdruckes und Wasserdampfgehaltes nimmt die Dielektrizitätskonstante der Atmosphäre mit zunehmender Höhe ab; diese Abnahme wird allerdings bei normaler Wetterlage etwas durch die mit wachsender Höhe geringer werdende Temperatur ausgeglichen, aber doch im allgemeinen nicht ganz kompensiert. Da die Phasengeschwindigkeit der Wellen der Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstanten umgekehrt proportional ist, muß diese Geschwindigkeit mit der Höhe zunehmen.

Ähnlich der atmosphärischen Refraktion in der Optik ergibt sich also auch eine Brechung der Meter- und Dezimeterwellen in der Atmosphäre; da die Phasengeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt, entsteht eine Krümmung zur Erdoberfläche hin. Der Krümmungsradius  $r$  ist durch die Gleichung

$$r = dh / \frac{dv}{v}$$

gegeben ( $h$  = Höhe,  $v$  = Phasengeschwindigkeit); würde etwa die relative Zunahme  $dv/v = 1,5 \cdot 10^{-3}$  zwischen zwei Höhenschichten mit dem Abstand  $dh = 100$  m betragen, so



**Netzwidestände**

**Vorschaltwidestände**

**Katodenwidestände**

Für alle in der Funktechnik erschienenen Schaltungen

**IHR HÄNDLER GIBT AUSKUNFT!**

**QUALITÄT: LEICHTE MONTAGE · VORZÜGLICHE KÜHLUNG**

**INGENIEURBÜRO HAASKE & GERLING**

(21b) Laasphe an der Lahn



würde  $r$  gleich dem Erdradius werden und die Welle der Erdkrümmung folgen.

Unter normalen Verhältnissen nimmt  $dv/v$  nicht so große Werte an, und  $r$  ist im Mittel gleich dem vierfachen Erdradius. Ein sehr guter Näherungswert für die durchschnittliche Reichweite ergibt sich, wenn man diese gleich einer optischen Sichtweite setzt, wie sie sich errechnet, wenn man je nach dem Feuchtigkeitsgehalt der Atmosphäre den 1,2- bis 1,5-fachen Wert des Erdradius der Berechnung zugrunde legt, den Abstand Sender — Empfänger und deren Abstände von der Erdoberfläche aber unverändert läßt.

Der Krümmungsradius  $r$  zwischen zwei konzentrischen Schichten 1 und 2 mit den Höhen  $h_1$  und  $h_2$  läßt sich exakt als Funktion der atmosphärischen Zustandsgrößen angeben; es ist<sup>1)</sup>:

$$r = (h_2 - h_1) \cdot \left( 78,75 \cdot 10^{-6} \left[ \frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2} \right] + 0,378 \left[ \frac{e_1}{T_1^2} - \frac{e_2}{T_2^2} \right] \right)$$

<sup>1)</sup> Das Elektron, Heft 7, Juli 1947, Seite 243

( $r$  und  $h$  in Kilometern,  $p$  = Luftdruck und  $e$  = Wasserdampfdruck in Millibar,  $T$  = absolute Temperatur). Durch diese Abhängigkeit der Wellenausbreitung von den atmosphärischen Bedingungen und deren Schwankungen verschieben sich die durch Interferenz der direkten und der an der Erdoberfläche reflektierten Welle gebildeten Feldstärkemaxima und -minima dauernd mehr oder weniger schnell und verursachen die stark wechselnden Empfangsbedingungen der Meter- und Dezimeterwellen.

Wenn bei besonderen Witterungsverhältnissen die Lufttemperatur mit der Höhe zunimmt, etwa wenn warme Luftmassen auf Kaltluft aufgleiten, ergeben sich örtlich bedeutend kleinere Krümmungsradien, so daß bei einer derartigen Wetterlage erheblich größere Reichweiten, bzw. Feldstärken, beobachtet werden können. Die gelegentlich festgestellten sehr großen Reichweiten lassen sich auf diese Weise allerdings auch nicht erklären, sondern müssen wahrscheinlich auf noch nicht bekannte Vorgänge in der Ionosphäre zurückgeführt werden.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 8 Seiten.)



# TELEFUNKEN

wie früher

## die deutsche Weltmarke

BERLIN-SCHÖNEBERG, MAXSTRASSE 8

WERKE IN BERLIN, HANNOVER, ULM, DACHAU

## Wichtige Mitteilung an unsere Abonnenten

Die neuen postalischen Bestimmungen erlauben uns, die Zustellung von FUNK UND TON auch an unsere auswärtigen Abonnenten mit Beginn des kommenden Jahres zu vereinfachen und zu verbessern. Die Lieferung erfolgt dann durch den Briefträger unverpackt.

Auch die Einziehung der Bezugsgebühren erfolgt in Zukunft durch den Briefträger, so daß Sie die Überweisung nicht selbst vorzunehmen brauchen. Unbedingte Voraussetzung für eine Weiterbelieferung ab Januar 1948 ist allerdings die Bezahlung der Abonnementsgebühren bis Ende 1947 auf die bisherige Weise. Denjenigen Lesern, die die Abonnementsgebühr bereits über diesen Zeitpunkt hinaus bezahlt haben, wird die Bezugsquittung ent-

sprechend später durch den Briefträger vorgelegt.

Ab 1. Januar 1948 beträgt der Abonnementspreis für FUNK UND TON vierteljährlich 9,27 RM einschließlich Postzustellgebühren.

Für unsere Berliner Abonnenten, die FUNK UND TON durch eine DVG-Filiale beziehen, beträgt der Abonnementspreis einschließlich Zustellgebühr monatlich 3,05 RM.

Wir möchten unsere Abonnenten schon heute bitten, die durch den Briefträger bzw. durch die Filialboten vorgelegten Bezugsquittungen stets einzulösen, damit keine Unterbrechung in der Zustellung unserer Zeitschrift erfolgt.

**Zeichnungen** nach Entwürfen der Verfassers von FUNK UND TON (1), Hennig (1), Tresler (38)

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik G. m. b. H., Berlin N 65, Glasgower Str. 2. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— RM zuzüglich Zustellgebühren. Bestellungen beim Verlag, bei der Druckerei- und Vertriebsgesellschaft m. b. H., Berlin W 8, und deren Filialen in allen Stadtteilen Berlins, bei allen Postämtern und den Buch- und Zeitschriftenhandlungen. Anzeigenverwaltung: Berliner Werbe Dienst, Berlin W 8, Telefon 42 51 81. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berliner Straße 105/106.

... wer bastelt, kennt

**VINETA-Funk**

FRITZ W. POST  
G. m. b. H.

Das RUNDfunk - FACHGESCHAFT

BEACHTEN SIE UNSERE  
WERBEFUNKSENDUNGEN

BLN.-PANKOW · BERLINER STRASSE 77 · TEL.: 42 63 77 (48 23 77)

BLN.-LICHTENBERG · FRANKFURTER ALLEE 194 · TEL.: 55 33 49

MAKEN EINE NASENLÄNGE VORAUSS O VINETA-FUNK IMMER EINE NASENLÄNGE VORAUSS O VINETA-FUNK IMMER EINE NASENLÄNGE VORAUSS